DER MASCHINENBAU:

II

Ferdinand Redtenbacher



Redtenbacher

Aufruf

an alle Freunde und Verehrer des verstorbenen

***Hofrath* und *Professor* F. Redtenbacher.**

Die traurige Kunde von dem Ableben des hochverdienten **Hofrath Redtenbacher** hat sicher in den weitesten Kreisen einen schmerzlichen Wiederhall gefunden.

Ein Jeder, der die grosse Bedeutung dieses Mannes auf dem Gebiete der Technik und seine unermüdliche Hingebung für die Wissenschaft zu schätzen weiss, fühlt gewiss, dass mit ihm einer unserer bedeutendsten Denker zu Grabe getragen ist. Seinem Genie vor Allem verdankt die mechanische Technik, dass sie, die bis dahin nur Praxis war, durch theoretische Begründungen zur Wissenschaft empor gehoben wurde. Die ganze gebildete technische Welt, und namentlich wir Deutschen, müssen es also als eine Pflicht ansehen, diesem grossen Todten unsere Anerkennung und Dankbarkeit zu zollen, und das kann allein geschehen durch ein bleibendes Denkmal für die Nachwelt. Von diesem Gefühle durchdrungen, hat sich ein Comité gebildet, um **Redtenbacher** in Carlsruhe, seinem hauptsächlichen Wirkungskreise, ein Monument zu errichten.

An alle Freunde und Verehrer des Verstorbenen ergeht daher die Bitte, unser entstehendes Werk durch Beiträge fördern zu helfen.

Die Unterzeichnete ist bereit, für diesen Zweck einlaufende Gelder in Empfang zu nehmen, und es wird sich gewiss jede Buchhandlung des In- und Auslandes der Vermittlung zur Uebermachung derselben an uns, mit Vergnügen unterziehen.

Mannheim, Juli 1863.

Verlagsbuchhandlung von FR. BASSERMANN.

DER

MASCHINENBAU

VON

F. REDTENBACHER,

Doctor der Philosophie, Grossh. Badischer Hofrath, Commandeur des Ordens vom Zähringer Löwen, Ritter des St. Olafs- und des St. Stanislausordens II. Klasse, Direktor der Grossh. polytechnischen Schule und Professor des Maschinenbaues in Karlsruhe.

Zweiter Band.

Mit XXX lithographirten Tafeln.

MANNHEIM.

Verlagsbuchhandlung von *Friedrich Bassermann.*

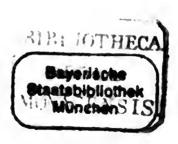
1863.



Buchdruckerei von MALSCH & VOGEL in Karlsruhe.

DER

MASCHINENBAU.



Buchdruckerei von MALSCH & VOGEL in Karlsruhe.

DER

MASCHINENBAU.

Inhalt.

I. Theil.

Das Wasser als Motor.

Erster Abschnitt.

Wasserläufe und Wasserkräfte.

Zweiter Abschnitt.

Die Wasserräder.

Praktischer Theil des Wasserradbaues.

Dritter Abschnitt.

Die Turbinen.

II. Theil.

Die Wärme und deren technische Benutzung.

Vierter Abschnitt.

Mechanistische Wärmetheorie.

Fünfter Abschnitt.

Feuerungsanlagen.

Sechster Abschnitt.

Die Dampfkessel.

Siebenter Abschnitt.

Heizung und Ventilation der Gebäude.

Achter Abschnitt.

Beleuchtung mit Steinkohlengas.

Neunter Abschnitt.

Theorie und Bau der Dampfmaschinen.

Zehnter Abschnitt.

Die neueren Maschinen zur Benutzung der motorischen Kraft der Wärme.

I. Theil.

DAS WASSER ALS MOTOR.

ERSTER ABSCHNITT.

Wasserläufe und Wasserkräfte.

Entstehung und Beschaffenheit der Wasserläufe.

Entstehung der Wasserläufe. Das Wasser ist durch die Wirkungen der Erdschwere und der Sonnenwärme einem kontinuirlichen Kreislauf unterworfen. Es verdunstet durch die Sonnenwärme, steigt als Dunst oder Dampf in die Atmosphäre auf bis es eine Höhe erreicht, wo die Luft so leicht ist als der Dunst, sammelt sich daselbst, verweilt in dieser Höhe bis kalte Luftströmungen herbeieilen, die dem Dunst seine Wärme entziehen und je nach Umständen zu Schnee, Eis oder Wasser kondensiren. Allein in jeder dieser Formen ist das Wasser schwerer als die Luft, fällt daher gegen die Erde nieder, und es treten die Erscheinungen des Regens, des Hagels oder des Schneefalles ein. Der Ablauf des Regenwassers und des aus dem Schnee und Hagel durch Schmelzung entstehenden Wassers richtet sich theils nach den Witterungsverhältnissen, theils nach den Terrainverhältnissen, theils nach den Jahreszeiten, theils noch nach besonderen Umständen. Wir stellen uns nun die Aufgabe, diesen ganzen Vorgang des Wasserablaufes von den höchsten Terrainpunkten an bis in die tiefsten Niederungen hinab zu verfolgen.

Quantität der Niederschläge. Die Quantität der Niederschläge richtet sich theils nach den Jahreszeiten, theils nach der Terrainhöhe, theils nach dem Charakter der Witterung, theils endlich nach lokalen Umständen. Diese Quantitäten sind im Allgemeinen im Spätherbst und Frühjahrsanfang am grössten, im Sommer am kleinsten und haben in der Mitte des Winters einen mittleren Werth. Diese Quantitäten sind ferner im Allgemeinen in Gebirgsgegenden grösser als im Flachland. Die Regenniederschläge sind insbesondere sehr

reichlich da, wo Hochgebirge und Flachland ohne Vermittlung eines Hügelterrains unmittelbar aneinanderstossen, wie dies z. B. am Rande der nördlichen Tyroler Kalkalpen der Fall ist. Die nachfolgende Tabelle enthält die mittleren Werthe der jährlichen Niederschläge, ausgedrückt in Wassersäulenhöhen an verschiedenen Orten.

Niederschläge von Regen und Schnee.

Ortsnamen.	Jährliche Niederschläge.
	Centimeter.
Ebene des Po-Thales	78
Südabhang der Alpen	146
Unterer Lauf der Rhone	63
Oberer Lauf der Rhone	93
Westküste von Frankreich	89
Nordgrenze von Frankreich	78
Irland	86
Südküste von England	78
Ostküste von England	49
Cumberland und Westmoreland	242
Belgien	76
Städte in der Schweiz, Tyrol und Salzburg	109
Deutsches Rheinthal	62
Schwaben	64
Bayern	62
Westphalen	67
Thüringen, Harz und norddeutsches Flachland	76
Sachsen, Schlesien, Polen	50
Preussen	52
Böhmen	69
Oesterreich (Städte)	60

Bevor wir das Abfliessen des Regenwassers und des aus den Schnee- und Eisniederschlägen durch Schmelzung entstehenden Wassers beschreiben können, ist es nothwendig, vorerst der Gletscher, der Seen und der Quellen zu gedenken.

Die Gletscher. In den Niederungen und im Hügellande bleibt der im Winter fallende Schnee in der Regel nicht lange liegen,

indem zwischen den mit reichlichem Schneefall begleiteten Kälteperioden gewöhnlich Regenwetter oder überhaupt mildere Temperatur eintreten, die den Schnee zum Schmelzen bringen. Was der Winter liegen lässt beseitiget die Frühlingssonne und während des Sommers sind diese Gegenden frei von Schnee.

Anders ist der Vorgang im Hochgebirge beschaffen, dort ist die Schneemasse, welche während des Winters niederfällt, ungemein gross, und bleibt grösstentheils während des Winters liegen, indem in diesen Höhen die Wintertemperatur fast immer unter Null Grad ist. Die Schneemassen häufen sich daher während des Winters fort und fort an, stürzen zum Theil in die Hochthalschluchten und füllen dieselben aus. So wie im Frühling die mildere Witterung eintritt, beginnen diese Schneemassen an der Oberfläche zu schmelzen, aber nicht überall in gleicher Menge. In den höchsten Theilen der Gebirge nur wenig, etwas mehr in den mittleren Höhen, reichlich in den unteren Theilen der Hochthalschluchten. Dabei dringt das Wasser in die Schneemassen ein und friert mit denselben zu Eis von eigenthümlicher körniger Struktur zusammen, und diese Eismassen, welche man Gletscher nennt, schmelzen erst im Sommer, aber nur theilweise zusammen und bilden die sogenannten Gletscherbäche. Diese während des ganzen Sommers fortdauernde Abschmelzung der Gletscher hat zur Folge, dass der Wasserabfluss aus den Hochgebirgen nach den Niederungen im Laufe des Jahres in einer Weise erfolgt, die jener entgegengesetzt ist, die aus den Regenniederschlägen entsteht, denn ein Wasserabfluss aus den Gletschern ist im Winter und sonst bei kalter Luft nur sehr gering, wird immer stärker und stärker so wie die Luft wärmer wird und erreicht im hohen Sommer bei anhaltend trockener und heisser Witterung die grösste Menge. Dieser Wasserabfluss aus den Gletschern bewirkt daher, dass die Wassermengen in den Flüssen zu verschiedenen Jahreszeiten nicht so veränderlich sind als sie es wären, wenn in den Flüssen nur Regenwasser abflösse. Die Wassermenge in den Flüssen wird am kleinsten, wenn sowohl im Hochgebirge als auch im Hügel- und Flachland anhaltend trockene und kalte Witterung gleichzeitig vorhanden ist, sie wird dagegen am grössten, wenn im Hochgebirge wie im Hügel- und Flachland reichlich und andauernd warmer Regen niederfällt. Denn insbesondere warme Regen bringen rasche Schnee- und Eisschmelzungen hervor. Auch der warme Südwind, „Föhn“ genannt, bringt, wenn er über die Hochalpen zieht, reiche und rasche Schmelzung hervor.

Eine umfasslichere Besprechung der Erscheinungen, welche in den Gletschern vorkommen, ist für unsere Zwecke nicht nothwendig,

für diese genügt es, zu wissen, zu welchen Zeiten und unter welchen Umständen die Schnee- und Eisschmelzungen stark oder schwach sind, und dass dadurch im Allgemeinen der Wasserabfluss in den grossen Flüssen (welche ihre Hauptzuflüsse aus dem Hochgebirge erhalten) regulirt wird.

Seen. Am südlichen wie am nördlichen Abhang der Schweizeralpen liegen bekanntlich viele grössere und kleinere Seen. Tirol hat im Lande selbst nur wenige und nur kleine Seen (der Zellersee im Pinzgau), dagegen liegt an der südlichen Grenze der grosse Gardasee und liegen auf der bayerischen Hochebene längs der Kalkalpenkette hin viel grössere und kleinere Seen. Das österreichische Salzkammergut, das nach verschiedenen Richtungen von Kalkgebirgsketten durchzogen ist, ist mit vielen grösseren und kleineren Seen geschmückt.

Fast alle Schweizerflüsse ergiessen sich zunächst in die Seen, und verlassen dieselben oftmals mit verändertem Namen. Die Rhone ergiesst sich in den Genfersee, der Tessin in den Langensee, die Adda in den Cominersee, der Rhein in den Bodensee, die Linth in den Wallenstädtersee, die Limath in den Zürcher See, die Reuss in den Vierwaldstädtersee, die Aar in den Brienzer- und Thunsee. Aehnlich ist es auch mit den Flüssen des Salzkammergutes, wo z. B. die Traun durch mehrere Seen geht. Anders verhält es sich mit den Flüssen, die in Tyrol entspringen. Diese gehen in der Regel nicht durch Seen, sondern weichen denselben aus. Der Lech, die Isar, die Mangfall, der Inn fliessen der Donau zu, ohne Seen zu bilden und weichen den in ihrer Nähe liegenden Seen aus, ebenso ist es auch mit der Etsch, die neben dem Gardasee hinfliesst und bei Verona in die lombardische Ebene tritt. Die vielen an den Grenzen von Tyrol liegenden Seen, der Würmsee, Staffelsee, Stahrenbergersee, Tegernsee, Schliersee, Chimsee, so wie auch der grosse südliche Gardasee haben nur schwache Zu- und Abflüsse und werden wahrscheinlich durch aufquellendes Wasser reichlich gespeist.

Die Gebirgsflüsse, welche nicht durch Seen gehen, haben bei Regenwetter oder Schneeschmelzung der Gletscher einen stürmischen Wasserablauf; ihr Wasser ist dann trübe und mit Sand und Schlamm gemengt. Die Schluchten und Thäler der Gebirge haben stets ein ziemlich starkes Gefälle und die Wasser eilen und stürzen mit grösster Hast an den steilen Bergabhängen und Felswänden herab. Bei Regenwetter und Schneeschmelzung müssen daher diese Gebirgsflüsse rasch anschwellen und ihre Wirkung auf die Fluss-

bette und Ufer ist daher stets eine zerstörende. Auch führen diese Flüsse stets viel Gerölle ab, das dann in den Thalflächen und Niederungen abgelagert wird.

Aehnlich wie oben beschrieben wurde, verhalten sich auch die durch Seen gehenden Gebirgsflüsse bis zu ihrem Eintritt in die Seen. Dagegen erfolgt der Abfluss aus den Seen in sehr geregelter und mehr gleichförmiger Weise. Auch ist das Wasser der Seeabflüsse stets von ausgezeichneter Schönheit und Reinheit, indem die Flüsse bei ihrem Eintritt in die Seen allen Kies und Sand ablagern, sogenannte Flussdelta und Seeböden bilden, wodurch das Wasser geklärt wird. Die Seen wirken daher als Regulatoren für den Wasserabfluss, daher kommt es, dass der deutsche Rhein, welcher seinen Hauptzufluss aus Schweizerflüssen erhält, die durch Seen gehen, einen viel geregelteren Wasserabfluss zeigt, als die Donau, welche ihre Hauptzuflüsse durch Tyroler Flüsse erhält, die in der Regel nicht durch Seen gehen. Diese Zähmung des Wasserablaufes durch die Seen ist für die Bodenkultur der Flussniederungen von grosser Wichtigkeit, und diesem Umstande ist es wesentlich zuzuschreiben, dass die Bodenkulturverhältnisse des ganzen deutschen Rheinthales viel günstiger sind, als jene des Donauflussgebietes, wo namentlich ein grosser Theil der bayerischen Hochebene mit Flussgeschieben und Gerölle bedeckt ist.

Quellen. Das Wasser der Niederschläge fliesst nicht alles ins Meer ab; ein grosser Theil, etwa ein Drittheil, verdunstet, und ein anderer sehr grosser Theil, ungefähr ebenfalls ein Drittheil der Niederschläge, dringt in die Erde ein, versickert und bildet dann einen innern Wasserablauf, wodurch die Quellen und Brunnen (auch die artesischen) entstehen. In Bezug auf den Wasserablauf besteht das Innere der Erde aus zweierlei Schichten, aus solchen, die das Wasser durchlassen und aus solchen, die es nicht durchlassen. Die ersteren bestehen aus Erde, Sand, Kies, zerklüftetem Gestein, die letzteren aus Lehm, Thon und unzerklüftetem Gestein und Felswerk. Diese wasserdichten Schichten liegen in der Regel tiefer, als die wasserdurchlassenden, und so kommt es, dass die Wasser der Niederschläge durch die obern Schichten ins Innere der Erde eindringen, bis sie wasserdichte Schichten erreichen, und dann an denselben oder auf denselben fortfliessen, bis sie entweder die Flüsse erreichen, oder, im gebirgigen Terrain, an gewissen Stellen der Gebirgsabhänge ans Tageslicht treten und die Erscheinung der Quellen hervorbringen. Das Wasser erleidet bei diesem innern Abfluss mancherlei Veränderungen, daher es kommt, dass das Quellwasser von

dem Regen- oder Schneewasser immer mehr oder weniger verschieden ist. Alle Niederschläge liefern zunächst beinahe chemisch reines, nur sehr wenig Kohlensäure enthaltendes Wasser, und seine Temperatur stimmt nahe mit jener der Luft überein. Die Quellwasser dagegen sind wenigstens immer reich an Kohlensäure und enthalten öfters sehr verschiedene chemische Bestandtheile: Erden, Salze, Metalle. Auch ist die Temperatur der Quellen sehr verschieden; zuweilen konstant kälter als die Temperatur der Luft, zuweilen konstant wärmer, zuweilen ungefähr mit der Temperatur der äussern Luft veränderlich und ungefähr so hoch, als diese selbst. Man kann sich von den verschiedenen möglichen Arten von Quellen eine Vorstellung bilden, wenn man das Wasserquantum, die Art des Wasserablaufes, die Temperatur und die chemische Beschaffenheit des Wassers berücksichtigt.

Hinsichtlich des Wasserquantums kann man die Quelle nennen: 1) wasserreich, 2) wasserarm, 3) mittlere Menge.

In Betreff des Wasserablaufes, so kann dieser sein: 1) gleichförmig, 2) periodisch veränderlich, 3) nach der Witterung veränderlich, 4) intermittirend.

Die Temperatur der Quelle ist entweder 1) konstant kalt, oder 2) warm, 3) mit der Lufttemperatur veränderlich.

Die Beschaffenheit des Wassers ist entweder 1) chemisch rein, 2) mehr oder weniger reich an Kohlensäure, 3) mehr oder weniger reich an mineralischen Bestandtheilen (Mineralquellen).

Es ist für unsere Zwecke angemessen, die Bedingungen zu bezeichnen, unter welchen einige dieser logischen Möglichkeiten entstehen.

Quellen, welche eine mit der Witterung übereinstimmende Wassermenge geben und deren Temperatur mit jener der Luft nahe übereinstimmt, entstehen in Hügelländern oder in mässig hohen Bergen, wenn die wasserdurchlassenden Schichten mit der Oberfläche des Terrains ungefähr parallel sind, so dass das Wasser nirgends tief in die Erde eindringen kann. Das Wasser dieser Quellen wird in der Regel nicht sehr rein sein, weil es bei seinem Durchgang durch die obersten erdigen Schichten Erde auflöst und mit sich fortführt. Ist die Oberfläche des Terrains Moorboden, so nimmt es von dem Boden Substanzen auf und erscheint in der Quelle mehr oder weniger grün oder braun gefärbt.

Die konstant kalten Quellen kommen vorzugsweise nur in Hochgebirgen vor und erhalten ihre Wasser hauptsächlich von den Niederschlägen der Höhen. Ihr Wasser ist meistens rein und ent-

hält gewöhnlich wenig Kohlensäure und wenig mineralische Substanzen.

Warme Quellen können natürlich nur entstehen, wenn die Wasser tief eindringen und an Orte gelangen, wo aus irgend einem Grunde eine hohe Temperatur herrscht, oder Wärmeentwicklungen stattfinden. Ist die Temperatur der Quelle nur wenig höher als die der Luft, so kann dieselbe von der höheren Temperatur des Erdinnern herrühren. Die hohe Temperatur von sehr warmen Quellen kann natürlich nur von chemischen Prozessen oder von theilweisen langsamen Verbrennungsakten herrühren, die zuweilen an gewissen Orten im Innern der Erde vor sich gehen.

Die Mineralquellen verdanken ihren Gehalt an mineralischen Substanzen den mancherlei chemischen Prozessen, die im Innern der Erde bei gewisser Beschaffenheit des Schichtungsmaterials veranlasst werden.

Bäche. Bäche werden kleinere Wasserläufe bis zu ungefähr $^1/_2$ Kubikmeter Wassermenge pro 1 Sekunde genannt. Sie erhalten ihr Wasser theils durch oberflächlich abfliessende Regen- oder Schneewasser, theils durch Quellen, die theilweise auch von Thau und Nebel genährt werden. Zur Uebersicht ist es gut, wenn wir die Bäche in mehrere Klassen eintheilen.

Wir nennen Regenbäche solche Bäche, welche ihr Wasser vorzugsweise den Regenniederschlägen verdanken. Die Wassermengen dieser Bäche sind ganz mit der Witterung veränderlich, bei Regenwetter erhalten sie viel Wasser, bei anhaltend trockener Witterung wenig oder gar keins.

Gletscherbäche nennen wir solche Bäche, welche ihr Wasser grösstentheils der Schmelzung des Gletschereises verdanken. Sie kommen nur im begletscherten Hochgebirge vor, haben bei trockener kalter Witterung wenig, bei warmem Wind, warmem Regen oder im Sommer bei warmem Sonnenschein sehr viel Wasser, das mit Steinmehl gemengt ist und daher undurchsichtig weissgrau aussieht.

Quellenbäche nennen wir solche Bäche, welche reichlich durch Quellen genährt werden und da diese in der Regel ziemlich gleichförmig Wasser liefern, so ist die Wassermenge der Quellenbäche nicht sehr veränderlich.

Wildbäche werden überhaupt Gebirgsbäche mit starkem Gefälle und felsigem oder grobsteinigem Bett genannt. Der Wasserabfluss in denselben ist sehr veränderlich und wegen des starken Gefälles und rauhen Bodens gewaltsam tumultuarisch. Ihr Wasser ist undurchsichtig und fast grau, wenn sie durch Gletscher genährt

werden, und je nach der Witterung abwechselnd rein oder trübe, wenn sie vorzugsweise durch Regenwasser gespeist werden.

Flüsse entstehen durch Vereinigung der Bäche, sind also Wasserläufe mit grossen Wasserquantitäten. Je länger ihr Lauf, desto grösser wird ihre Wassermenge. Im Gebirge baben die Flüsse starke und ungleichförmige Gefälle, es kommen dort Stromschnellen und Stürze vor; in den Niederungen ist dagegen ihr Gefälle schwach und gleichförmig, daher der Abfluss des Wassers regelmässig und mehr gleichförmig, insbesondere, wenn sie durch Seen gegangen sind, die, wie wir gesehen haben, den Wasserabfluss reguliren. In den Gebirgen ist das Wasser zwar oftmals durch Steinmehl, Erde, Sand mechanich verunreinigt, aber chemisch nicht merklich verändert. In den Niederungen dagegen ist das Wasser der Flüsse nicht nur durch Sand und Schlamm mehr oder weniger verunreinigt, sondern auch durch Vermischung von Pflanzen, so wie durch die Abgänge aus Wohnungen und Städten chemisch verändert und unrein.

Das Wasser in technischer Hinsicht.

Nützlichkeit und Schädlichkeit des Wassers. Das Wasser ist für die verschiedenen Zwecke der Menschen bald nützlich, bald schädlich, oder wenigstens hinderlich. Es ist nützlich 1) zum Maschinenbetrieb, 2) zur Kesselspeisung und Kondensation, 3) zum Trinken, 4) zu mannigfaltigen Reinigungen, 5) zur Bewässerung der Wiesen, 6) zum Feuerlöschen etc. Das Wasser ist dagegen schädlich 1) wenn es in Wildbächen und Bergströmen oder sonst in Flüssen zerstörend auf die Ufer wirkt, 2) in den Baugruben und Bergwerken etc.

Das Wasser zum Maschinenbetrieb. Das Wasser besitzt als Substanz keine motorische Kraft. Es wirkt nur motorisch durch seine lebendige Kraft, mit der es in Bächen oder Flüssen fortläuft oder wenn es von einem höher gelegenen nach einem tiefer liegenden Ort niederfliesst. Es gibt also Wasserkräfte mit und ohne Gefälle. Die letzteren werden selten zum Maschinenbetrieb benutzt, indem bei der gewöhnlich stattfindenden Geschwindigkeit des Wassers in den Bächen oder Flüssen ungemein grosse Quantitäten in Wirksamkeit gebracht werden müssen, um erhebliche Leistungen hervorbringen zu können.

Die Leistungsfähigkeit einer Wasserkraft mit Gefälle ist nach dem Produkt aus der in jeder Sekunde durch einen bestimmten

Querschnitt des Wasserlaufes fliessenden Wassermenge und der Grösse des Gefälles, das zwischen zwei Punkten des Wasserlaufes vorhanden ist, zu beurtheilen. Nennt man Q diese Wassermenge in Kubikmetern per 1 Sekunde, H das Gefälle, so ist die in Kilogrammmetern ausgedrückte Wirkungsfähigkeit des Wassers gleich $1000\,Q\,H = E_a$ und die in Pferdekräften ausgedrückte Leistungsfähigkeit $\frac{1000\ Q\ H}{75} = N_a$, das Gefälle ist also hinsichtlich der Leistungsfähigkeit äquivalent mit der Wassermenge. Eine kleine Wassermenge kann bei grossem Gefälle eine eben so grosse Leistung hervorbringen, wie eine grosse Wassermenge bei kleinem Gefälle.

Weder im Hochgebirge noch in den Ebenen der Flussniederungen sind die für einen Fabrikbetrieb günstigen Umstände und Bedingungen vorhanden. An Betriebskraft fehlt es in den Hochgebirgen nicht. Wasser ist überall vorhanden und die Gefälle sind so gross, als man sie nur haben will, allein diese Gletscher- und Wildbäche sind nur schwer und nur mit grossen Kosten zu zähmen. Die Thalschluchten, durch welche sie niederstürzen, sind enge, die Bevölkerung ist dünn gesäet und für eine Fabrikarbeit nicht geneigt, die Verkehrsanstalten fehlen entweder ganz oder sind mangelhaft, und wenn sie auch in gutem Zustande vorhanden sind, so ist doch dieser weite Bergauf-, Bergab-Transport der Materialien zu kostspielig. Auch fehlt es in diesen Gebirgsthälern an den vielfältigen für einen Fabrikbetrieb nothwendigen Hilfsgewerben; man muss entweder alles selbst machen oder aus grossen Fernen herbeischaffen. Es gilt überhaupt die allgemeine Regel, dass Fabriken in Gegenden, wo im Allgemeinen wenig Kultur vorhanden ist, nicht mit Vortheil betrieben werden können. In den Flussniederungen sind wohl viele von den für einen Fabrikbetrieb günstigen Umständen vorhanden, allein die Gefälle sind daselbst so klein, dass ungemein grosse Wassermengen erforderlich sind, um eine bedeutende Betriebskraft zu gewinnen, und die Einrichtungen, welche erforderlich sind, um solche Wasserkräfte mit kleinem Gefälle und grossen Wassermassen nutzbar zu machen, fallen sehr weitläufig und kostspielig aus und im Winter hat man stets mit grossen Eismassen zu kämpfen.

Im Allgemeinen bieten die Hügelländer und nicht zu hohen Gebirgsländer die für einen Fabrikbetrieb angemessensten Wasserkräfte dar, und auch die sonstigen Umstände sind daselbst ziemlich günstig. In diesen Terrains trifft man in der Regel viele und grössere Bäche und kleinere Flüsse mit Gefälle von 2 bis 10 Meter Höhe. Diese Bäche sind nicht so wild wie im Hochgebirge und

ein grosser Theil ihres Wassers stammt von Quellen her, die im Winter eine Temperatur haben, die höher ist als jene der äussern Luft, grössere Eismassen können sich daher nicht bilden.

Aber nebstdem, dass die Wasserläufe dieser Hügel- und Bergländer reiche und bequem benutzbare Wasserkräfte darbieten, sind auch anderweitige Verhältnisse und Umstände für einen Fabrikbetrieb daselbst ziemlich günstig. Diese Lokalitäten sind in der Regel von grossen Städten und überhaupt von den Mittelpunkten der Kultur nicht entfernt. Wege, Strassen und Kommunikationsmittel aller Art sind daselbst vorhanden oder lassen sich mit nicht zu grossen Kosten herstellen. Kapitalkraft liefern die benachbarten Städte, und die Bevölkerung solcher Gegenden ist meistens arbeitsam, thätig, sparsam und nach Erwerb strebend. Der badische Schwarzwald mit seinen vielen wasserreichen nach dem Rheinthal mündenden Thälern, mit seinen vielen vortrefflichen Strassen, die nach der Weltverkehrs-Eisenbahn des Rheinthales führen, mit seiner verständigen, ausdauernden, sparsamen und nach Erwerb strebenden Bevölkerung, mit seinem für Feldbau und Viehzucht nicht besonders ergiebigen Boden ist eine für den Fabrikbetrieb sehr geeignete Lokalität, und es unterliegt kaum einem Zweifel, dass die Industrie des Schwarzwaldes noch weit bedeutender wäre als sie es bereits ist, wenn das badische Land grössere Dimensionen hätte, wenn es ein Grossstaat wäre, in welchem Falle auch die für die Entwicklung aller geistigen Kräfte günstigen freien verfassungsmässigen Staatseinrichtungen durchgreifendere Wirkungen hervorzubringen vermöchten.

Wasser zur Kesselspeisung, zur Kondensation des Dampfes, zur Bedienung der Fabriken. Der Wasserdampf besteht jederzeit aus reinem Wasser. Wird Wasser verdampft, das kalk- und salzhaltig ist oder sonstige mineralische Substanzen enthält, so trennen sich diese Stoffe von dem verdampfenden Wasser, fallen zu Boden und bilden mit der Zeit am Boden des Gefässes eine steinfeste Kruste, den sogenannten Kesselstein, was für den Betrieb der Dampfkessel nachtheilig, störend und gefährlich werden kann. Zur Speisung der Dampfkessel ist daher chemisch reines oder solches Wasser, das nur sehr wenig mineralische Bestandtheile enthält, vorzugsweise geeignet. Flusswasser, dessen sich die Flussdampfschiffe bedienen müssen, bildet bereits in der Regel sehr viel Pfannenstein, und das Meerwasser, mit welchem die Kessel der Meerdampfschiffe gespeist werden, ist eine für die Meerdampfschifffahrt sehr ungeeignete Substanz. Man hilft sich in der Regel dadurch, dass man alle zwei Stunden das

am Boden der Kessel befindliche Wasser von circa 6 bis 10 Zoll Dicke ablaufen lässt und dafür den Kessel wiederum mit Meerwasser auffüllt.

Auch für die Kondensation des Dampfes ist möglichst reines, keine oder nur wenig mineralische Substanzen enthaltendes Wasser vortheilhaft, denn die Kalkablagerungen sind für das freie Spiel der Luftpumpenventile sehr hinderlich. Wasser ist überhaupt in den Fabriken, namentlich in Papierfabriken, Kattundruckereien, Bleichereien und in den chemischen Fabriken sehr nothwendig, und je reiner es ist, desto besser entspricht es diesen Zwecken. Die Gewinnung von reinem oder doch brauchbar reinem Wasser ist oftmals für derlei Fabrikanten eine nicht leicht zu beseitigende Schwierigkeit.

Trinkwasser. Wasser, das zum Trinken oder für häusliche Zwecke verwendet werden soll, muss gewisse chemische Eigenschaften besitzen. Ob, wie viel und welche Stoffe dem chemisch reinen Wasser beigemengt sein müssen, um als Trinkwasser und zur Bereitung der Speisen gut verwendet werden zu können, ist eine bis jetzt noch nicht genau beantwortete Frage. Gewöhnlich unterscheidet man die Trinkwasser in harte und weiche Wasser. Weiche Wasser werden solche Wasser genannt, die keine oder nur sehr wenig unorganische Bestandtheile enthalten, die demnach beim Verdampfen keinen oder nur wenig Rückstand geben. Hartes Wasser ist dagegen solches, das eine grössere Menge von unorganischen Stoffen enthält, daher beim Verdampfen eine beträchtliche Menge Rückstand gibt. Die Flüsse der Gebirge haben bald weiches, bald hartes Wasser. Die Flüsse der Niederungen haben meistentheils weiches Wasser, das aber mancherlei organische (Humusstoffe und Verwesungsstoffe etc.) enthält. Das Wasser der Seen ist in der Regel weich. Das Wasser der Quellen ist ungemein verschieden. Es gibt Quellwasser (z. B. die Quellen von Gastein, Pfeffers), die man bisher für ganz chemisch rein gehalten hat. Die höchst empfindlichen Untersuchungsmethoden von Bunsen vermittelst des Lichtspektrums werden aber wohl in der Folge Stoffe entdecken lassen. Gewöhnlich enthalten die Quellen eine nicht unbeträchtliche Menge von Kohlensäure und kohlensaurem Kalk, aber wenig oder keine organischen Substanzen, und diese Quellwasser scheinen zum Trinken und zur Speisebereitung am besten zu sein. Andere Quellen haben hartes Wasser und enthalten grosse Mengen von unorganischen Stoffen. Insbesondere gilt dies von den Mineralquellen. Regen- und Schneewasser enthält beinahe keine unorganischen Be-

standtheile, ist nahezu reines, daher weiches Wasser, ist aber zum Trinken nicht gut; ist fade, nicht erfrischend, aber vielleicht doch gesund. Die Beschaffenheit des Brunnenwassers ist je nach Umständen sehr verschieden. Das Regenwasser kommt im chemisch reinen Zustande tropfenweise auf die Oberfläche der Erde. Indem es die obern Erdschichten, in welchen die Pflanzen und Bäume wurzeln, durchdringt, nimmt es mancherlei organische humusartige Stoffe auf, gibt aber diese wiederum beim Durchgang durch die tiefer liegenden Sand- und Kiesschichten ab und nimmt dafür aus diesen mehrerlei unorganische in Wasser lösliche Stoffe auf. Diese Stoffe sind:

Kohlensaurer Kalk	hartmachende Stoffe.
Kohlensaure Magnesia . . .	
Eisenoxyd	
Schwefelsaurer Kalk . . .	
Chlormagnesia	
Schwefelsaures Natron . .	indifferent wirkende Stoffe.
Chlornatrium	
Kieselsäure	
. . . .	

Erreicht es in diesem Zustande eine wasserdichte Schichte und wird bis zu dieser herab ein Brunnen gegraben, so sammelt es sich in demselben und hat im Allgemeinen die Beschaffenheit von Quellwasser, vorausgesetzt, dass sich der Brunnen an einem Orte befindet, in dessen Umgebung keine das Wasser verunreinigende Ursachen vorkommen. Allein den Haus- und Stadtbrunnen werden gewöhnlich mancherlei organische Stoffe zugeführt, daher ist das Wasser dieser Brunnen zum Trinken nie so gut, als das der Qellen. Brunnen können jedoch ganz gutes gesundes Wasser liefern, wenn sie gegen Verunreinigungen aller Art gut geschützt, und daher in einer beträchtlichen Entfernung von denjenigen Orten angelegt werden, wo die Abgänge aller Art in die Erde geleitet werden. Man hat sich daher insbesondere von den Senkgruben ferne zu halten.

Filtrirung des Wassers Für den Gesundheitszustand wie für die Annehmlichkeit des Lebens in grossen Städten ist ein grosser Reichthum von gutem Trinkwasser und Reinigungswasser von der grössten Wichtigkeit. Pumpbrunnen können in Städten nicht die erforderlichen Quantitäten liefern, und das Wasser derselben kann in grossen Städten nie den Grad von Reinheit haben, welche für die Gesundheit erforderlich ist. Man wird daher gezwungen, entweder Quell-

wasser herbeizuleiten oder Flusswasser zu benützen. Ersteres geschieht durch Röhrenleitungen mit oder ohne Pumpwerke, von welcher Einrichtung in der Folge ausführlicher gehandelt werden wird. Wenn Flusswasser benutzt werden soll, muss es in der Regel zuerst filtrirt werden, denn in der Nähe der Städte ist das Flusswasser jederzeit durch organische Substanzen von Pflanzen und Thieren so sehr verunreinigt, dass es oftmals kaum zur Reinigung, viel weniger zum Trinken verwendet werden kann. Auch über die Anlage dieser Filter wird in der Folge gehandelt werden. Einstweilen begnüge ich mich, den Wasserverbrauch in verschiedenen Städten und die erfahrungsmässigen Leistungen der Filter anzugeben.

In den Publications industrielles Année X. Nr. III., Seite 318 findet man folgende Angaben über die Wassermenge in Litern für einen Einwohner in einem Tage in verschiedenen Städten:

		Litre
Rom	=	940
Carcassane	=	300 bis 400
Dijon	=	198 — 678
Genua	=	100 — 120
Glasgow	=	100
London	=	95
Narbonne	=	80 — 85
Genf	=	74
Toulouse	=	62 — 78
Philadelphia	=	60 — 70
Grenoble	=	60 — 65
Vienne (Isere)	=	60 — 65
Paris	=	50 — 60
Montpelier	=	50 — 60
Clermont	=	50 — 55
Edinburg	=	50
Manchester	=	44
Le Havre	=	40 — 45
Gray	=	40 — 45
Lons le Saulnier	=	40 — 45
Angouleme	=	35 — 40
St. Etienne	=	20 — 25
Metz	=	20 — 25
Dale	=	15 — 20

Nach den Beobachtungen von *Telford* über die Wasserwerke zu Chelsea in London und jenen von *Genieis* über die Wasserwerke

von Boule rouge zu Paris liefert 1 Quadratmeter Filterfläche bei 3 Meter Dicke des Filterbettes und 0·6 Meter Wasserstand über dem Filtermaterial in 24 Stunden 2·89 Kubikmeter gereinigtes Wasser. Rechnet man für einen Einwohner 40 Liter Wasser in 24 Stunden, so muss ein Filter für $\frac{2890}{40} = 72$ Einwohner 1 Quadratmeter Oberfläche haben.

Reinigungswasser. Wenn von der Reinigung durch Wasser die Rede ist, kommen dreierlei Sorten von Wasser in Betrachtung. 1) Unreines, d. h. solches Wasser, welches mancherlei organische Bestandtheile enthält, 2) reines weiches Wasser, 3) reines hartes Wasser, wobei unter „rein" zu verstehen ist, dass das Wasser keine organischen Bestandtheile enthält. Unreines Wasser kann natürlich nur für die gröbsten Reinigungen, z. B. Strassenreinigung gebraucht werden. Wenn eine sehr vollkommene Reinigung ohne Anwendung von Seife geschehen soll, ist reines hartes oder reines weiches Wasser in der Regel gleich gut. Geschieht aber die Reinigung durch Anwendung von Seife, so ist reines weiches Wasser dem harten entschieden vorzuziehen, denn wenn das Wasser hart ist, also erdige Bestandtheile enthält, vereinigen sich diese mit der Seife zu unlöslichen Verbindungen, die in der Form von Flocken zu Boden fallen und eine reinigende Wirkung nicht hervorbringen. Dieser Theil des Seifenaufwandes geht also für den Zweck ganz verloren, daher der Seifenaufwand bei hartem Wasser grösser ist, als bei weichem. Zur Reinigung der Wäsche wird bekanntlich das Regenwasser und Schneewasser mit Vortheil benutzt.

Bewässerung. Gärten werden jederzeit, Wiesen zuweilen einer künstlichen Bewässerung unterworfen. Im Allgemeinen ist zu diesem Zweck jedes Wasser, reines wie unreines, hartes wie weiches brauchbar. Sollen durch die Bewässerung ganz spezielle Wirkungen erzielt werden, so ist die Wahl des Wassers nicht gleichgiltig. Im Allgemeinen wird die Vegetation durch unreines Wasser und selbst durch Jauche und Unrathwasser mehr gefördert, als durch reines Wasser. Es kann aber auch sein, dass unter Umständen reines Quellwasser die beste Wirkung hervorbringt, so z. B. moorartige Wiesen, die viel organische Säure enthalten; diese werden durch Anwendung von reinem Quellwasser weggeschwemmt, wodurch der Boden entsäuert, daher verbessert wird.

Grubenwasser. Die Baugruben erreichen oftmals eine Tiefe, dass sich in dieselben Horizontalwasser eindrängt und bis zu einer ge-

wissen Höhe ansteigt. Dies ist für die Bauarbeiten sehr störend, hinderlich und nachtheilig. Dieses Grubenwasser muss daher, um die Fundamentarbeiten durchführen zu können, weggeschafft werden, und zwar durch Anwendung von Einrichtungen und Maschinen, die mit trübem, schlammigem Wasser arbeiten können.

Insbesondere in den Bergwerken sammeln sich grosse Wassermengen, indem durch die Schachte die wasserdichten Schichten durchbrochen werden, daher alle Horizontalwasser in den Schacht eindringen und in dessen Tiefe (Teufe) sich sammeln. Auch dieses Grubenwasser ist mehr oder weniger schlammig unrein und enthält noch zuweilen unorganische Säuren aufgelöst. Diese Beschaffenheit des Grubenwassers erschwert die Förderung (Herausschaffung desselben durch Anwendung von Pumpen oder andere Wasserhebungsmaschinen) in nicht geringem Grade.

Effekt-Bestimmung eines Wasserlaufes.

Messung des Gefälls. Zur Bestimmung des absoluten Effektes einer Wasserkraft sind dreierlei Messungen nothwendig. Nämlich das Gefälle, die Geschwindigkeit des Wassers und die Wassermenge, welche in jeder Sekunde durch einen bestimmten Querschnitt des Wasserlaufes fliesst. Es soll in Folgendem erklärt werden, wie diese Messungen vorzunehmen sind.

Die Methode zur Bestimmung eines Gefälles richtet sich nach der Beschaffenheit desselben. Ist das Gefälle ganz konzentrirt, ist also ein natürlicher Wasserfall vorhanden oder, was dasselbe heisst, befinden sich die zwei Punkte, deren Höhenunterschied gemessen werden soll, genau oder nahe in einer und derselben Vertikallinie übereinander, so kann das Gefälle direkt entweder mit einem Senkel oder vermittelst einer Messlatte gemessen werden. Ist das Gefälle an einem mehr oder weniger steilen Bergabhang, so bedient man sich zur Messung desselben am zweckmässigsten einer Setzlatte mit Wasserwaage und Messlatte.

Ist das Terrain schwach geneigt, d. h. ist die Horizontaldistanz der Punkte, deren Höhenunterschied gemessen werden soll, sehr gross im Vergleich zu dem letzteren, so leistet ein empfindliches Nivellirinstrument mit Fernrohr und Wasserwaage die besten Dienste. Dabei ist die Methode zu empfehlen, nach welcher das Nivellirinstrument immer in der Mitte der Stationen aufgestellt und sowohl nach vorwärts als nach rückwärts visirt wird. Die Vortheile, welche diese Art zu nivelliren darbietet, sind folgende: 1) kann man selbst mit einem nicht rektifizirten Instrument ganz genaue Resultate er-

halten, wenn nur die Libelle empfindlich und das Fernrohr scharf ist; 2) kann bei diesem Verfahren durch die Refraktion kein Fehler entstehen; 3) ist bei diesem Verfahren eine Korrektion wegen des Unterschiedes zwischen dem wahren und dem scheinbaren Horizont nicht nothwendig; 4) hat man bei diesem Verfahren das Nivellirinstrument nur halbmal so oft aufzustellen, als bei den übrigen Methoden.

Messung der Geschwindigkeit des Wassers. Selbst bei einem Wasserlauf in einem ganz regelmässig gebildeten geraden Kanale ist die Geschwindigkeit der Bewegung der Wassertheilchen nicht konstant. Die Adhäsion des Wassers am Boden und an den Wänden verursacht einen gewissen Widerstand, welcher zur Folge hat, dass die Strömungs-Geschwindigkeit an der Oberfläche und in der Mitte derselben am grössten ist und von da an gegen den Boden hinab und nach den Wänden hin abnimmt. Diese grösste Geschwindigkeit kann mit einer für praktische Zwecke hinreichenden Genauigkeit vermittelst eines Schwimmers gemessen werden, indem man längs des Wasserlaufes eine gewisse Wegstrecke s abmisst und aussteckt, dann vermittelst einer Sekundenuhr die Zeit T misst, die ein Schwimmer braucht, um längs dieser Wegstrecke im Wasser fortzuschwimmen. Der Quotient $\frac{s}{T}$ gibt dann die grösste Geschwindigkeit U des Wassers. Als Schwimmer kann man sich einer kleinen Bouteille bedienen, die durch Sand oder Kies so tarirt wird, dass sie in aufrechter Stellung im Wasser so weit eingetaucht schwimmt, dass nur der obere Theil des Halses aus dem Wasser herausragt.

Sowohl diese grösste Geschwindigkeit, wie auch die Geschwindigkeit, die in einem beliebigen Punkt des Querschnittes des Wasserlaufes stattfindet, kann auch mit einem Woltmann'schen Flügel gemessen werden, wenn man den Coeffizienten des Instrumentes durch Versuche genau ermittelt hat, d. h. wenn man durch Versuche die Zahl gesucht hat, mit welcher man die Anzahl der Umdrehungen des Flügels multipliziren muss, um die diesen Umdrehungen entsprechende Geschwindigkeit des Wassers zu finden.

Mittlere Geschwindigkeit der Strömung eines Wasserlaufes nennt man diejenige konstante Geschwindigkeit, mit welcher alle Wassertheilchen durch einen bestimmten Querschnitt eines Wasserlaufes fliessen müssten, damit durch den Querschnitt eine eben so grosse Wassermenge fliessen würde, als bei der wirklichen veränderlichen Geschwindigkeit durchfliesst. *Prony* hat durch Versuche

an Kanälen diese Beziehung zwischen der mittleren Geschwindigkeit und der grössten Geschwindigkeit zu bestimmen gesucht und hat folgende empirische Formel aufgestellt:

$$u = U \frac{U + 2.37}{U + 3.15} \qquad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Die Resultate, welche diese mit den Erfahrungen gut zusammenstimmende Formel gibt, sind in der Tabelle Seite 125 der Resultate, 4. Auflage, enthalten.

Bestimmung der Wassermenge eines Wasserlaufes. Die Wassermenge eines Wasserlaufes kann vermittelst eines Schwimmers oder vermittelst eines künstlich angelegten Ueberfall-Wehres gemessen werden. Die erstere Methode ist für einen wohl geregelten, die letztere auch für einen ungeregelten Wasserlauf anwendbar. Um die Wassermenge vermittelst eines Schwimmers zu messen, bestimmt man zuerst vermittelst des Schwimmers die grösste in der Mitte des Wasserlaufes stattfindende Geschwindigkeit U, berechnet hierauf vermittelst der obigen von Prony aufgestellten Formel (1) die entsprechende mittlere Geschwindigkeit u und bestimmt noch das Querprofil des Wasserlaufes, indem man in verschiedenen Entfernungen vom Ufer die Wassertiefen misst, die in einem und demselben Querschnitt vorkommen. Berechnet man hieraus den Querschnitt Ω und multiplizirt denselben mit der mittleren Geschwindigkeit u, so erhält man durch das Produkt $\Omega\, u$ die zu berechnende Wassermenge, welche in jeder Sekunde durch den Querschnitt strömt.

Um diese Wassermenge vermittelst eines künstlichen Wehres zu messen, errichtet man aus starken Brettern quer über den Wasserlauf ein Ueberfallwehr, verdichtet dasselbe am Boden und an den Seiten sorgfältig mit fettem Thon, mit Moos oder mit Werg, lässt hierauf das Wasser über das Wehr abfliessen, misst die Breite b des Wasserstrahles und die Höhe h des Wasserspiegels in einiger Entfernung vor dem Wehr über der horizontalen Ueberfallkante desselben. Vermittelst dieser Daten findet man dann die in jeder Sekunde über das Wehr abfliessende Wassermenge Q in Kubikmetern vermittelst nachstehender Formel:

$$Q = \left(0{\cdot}381 + 0{\cdot}062 \frac{b}{B}\right) b\, h \sqrt{2\, g\, h} \qquad \ldots \ldots \quad (2)$$

vorausgesetzt, dass das Wehr folgende Eigenschaften hat:

1) Muss der Querschnitt des Wasserkörpers im Zuflusskanal wenigstens 5 mal grösser sein, als der Querschnitt $b\ h$,
2) muss die Breite b des Ueberfalles wenigstens den dritten Theil von der Kanalbreite B betragen,
3) muss der Ueberfall mit einer horizontalen und scharfen Kante versehen sein,
4) muss sich die Kante des Ueberfalls wenigstens in einer Höhe $2\ h$ über dem Spiegel des Unterwassers befinden.

In dieser Formel bedeutet B die Kanalbreite, b die Ueberfallbreite.

Wenn der Ueberfall eben so breit ist, als der Kanal, d. h. wenn $b = B$ ist, gibt die Formel

$$Q = 0{\cdot}443\ b\ h \sqrt{2\ g\ h} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Die Formel (2) ist eine durch Versuchsresultate korrigirte unvollkommene theoretische Formel und ist auf folgende Art entstanden.

Man findet die wahre über das Wehr abfliessende Wassermenge Q durch das Produckt aus dem wahren Querschnitt des Wasserstrahles an der Kante des Ueberfalles in die wahre mittlere Geschwindigkeit des Wassers in diesem Querschnitt. Der wahre Querschnitt des Strahles, gemessen an der Kante, ist aber offenbar kleiner, als das Produkt $b\ h$ und die wahre mittlere Geschwindigkeit ist offenbar kleiner, als die Geschwindigkeit $\sqrt{2\ g\ h}$ mit der ein Wassertheilchen an der Kante des Ueberfalls austritt.

Nimmt man nun das Produkt $b\ h \sqrt{2\ g\ h}$, so muss dasselbe grösser sein, als die wahre Wassermenge.

Nennt man nun k den Korrektions-Coeffizienten, mit welchem $b\ h \sqrt{2\ g\ h}$ multiplizirt werden muss, um den wahren Werth von Q zu erhalten, so hat man

$$Q = k\ b\ h \sqrt{2\ g\ h} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Zur Bestimmung von k sind mannigfaltige Versuche angestellt worden, insbesondere ist dies geschehen durch *Poncelet* und *Lebros*, ferner durch *Kastel* in Toulouse. Die ersteren dieser Versuche wurden mit einem Wehr von nur 0·2 Meter Breite angestellt, die Versuche von Kastel dagegen mit einem Wehr von einem Meter Breite. Da die Wehre, welche man zur Messung der Wassermengen der Wasserläufe erbaut, in der Regel 2, 3, 4 Meter Breite haben, so verdienen die Werthe von k, welche mit einem Wehr von einem Meter Breite gefunden wurden, unter sonst gleichen Umständen gewiss mehr Vertrauen, als jene, die durch Versuche mit einem Wehr von nur 0·2 Meter Breite gefunden wurden.

Ich habe daher zur Bestimmung von k die Versuchsresultate von Kastel jenen von Poncelet vorgezogen. Dabei hat es sich gezeigt, dass der Coeffizient k nicht konstant, sondern mit dem Verhältniss $\frac{b}{B}$ etwas variabel ist, und dass man mit den Versuchsresultaten nahe übereinstimmende Werthe erhält, wenn man nimmt

$$k = 0{\cdot}381 + 0{\cdot}062 \frac{b}{B} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Vermittelst dieses Werthes von k verwandelt sich die Formel (4) in die Formel (2). Allein es ist zu bezweifeln, dass dieser Werth von k unter allen Umständen ein für praktische Zwecke hinreichend genaues Resultat geben kann; es ist im Gegentheil wahrscheinlich, dass der wahre Werth von k nicht nur von $\frac{b}{B}$, sondern auch von der absoluten Breite b des Ueberfalles abhängt und mit derselben etwas wächst, weil der Einfluss der seitlichen Contractionen bei einem schmalen Wehr gross, bei einem breiten Wehr klein ausfällt. Indessen einstweilen bis genaue Versuche mit breiten Wehren angestellt werden, bleibt nichts anderes übrig, als sich mit den Versuchsresultaten von Kastel zu begnügen.

Was die praktische Herstellung eines Wehres zum Behufe der Wassermessung betrifft, so ist diese leichter gesagt als gethan. Man muss zum Behufe dieser Herstellung das Wasser aus dem Kanal ableiten, was oftmals mit Schwierigkeiten verbunden ist, muss ferner dafür sorgen, dass das Wehr ringsum dicht ist, was wohl bei regelmässigen Kanalwänden und Kanalboden leicht geschehen kann, aber bei einem natürlichen Wasserlauf in Sand- oder Geröllboden mit nicht geringen Schwierigkeiten verbunden ist, weil man sich doch einen bedeutenden Kostenaufwand nicht gefallen lassen will.

Um den technischen Werth eines Wasserlaufes zu bestimmen, ist eine genaue Bestimmung der in einem beliebigen Zeitmoment vorhandenen Wassermenge nicht genügend, sondern man muss einen solchen Zeitmoment wählen, in welchem ungefähr die mittlere Wassermenge abfliesst, muss aber auch suchen die kleinste und grösste Wassermenge kennen zu lernen. Für sehr wichtige grössere Maschinenanlagen wird man am besten thun, ein Versuchswehr so dauerhaft herzustellen, dass es für die Dauer eines Jahres dicht und fest hält, um die Wasserquantität oftmals und insbesondere wenn Aenderungen sichtlich eintreten zu bestimmen. Ueberhaupt kann man bei diesen Bestimmungen über das Gefälle, die Wassermenge und Beschaffenheit des Wassers nicht vorsichtig genug sein. Sehr

oftmals ist es schon vorgekommen, dass leichtsinnig oder oberflächlich oder mit nicht genügender Sachkenntniss verfahren wurde, und dass die kostspieligsten Einrichtungen auf ungenaue oder fehlerhafte Daten getroffen wurden, so dass dann nachträglich Ergänzungsbauten mit Dampfmaschinen hergestellt werden mussten, um zu allen Zeiten einen geordneten Fabrikbetrieb durchführen zu können.

Der technische Werth einer Wasserkraft. Um zu entscheiden, ob es rathsam ist, die an einem bestimmten Ort vorhandene Wasserkraft zum Betrieb einer Fabrik zu benützen oder mit andern Worten, um die geeignete Baustelle für eine zu errichtende Fabrik von gewisser Ausdehnung zu bestimmen, muss man Nachstehendes in Erwägung ziehen.

Ob der Ort, an welchem eine reichliche Wasserkraft vorhanden ist, für den Betrieb einer Fabrik geeignet ist. Wir haben schon früher, Seite 9, erklärt, dass Lokalitäten im Hochgebirge in der Regel die Eigenschaften nicht besitzen, welche für einen geordneten, sicheren und vortheilhaften Fabrikbetrieb wünschenswerth und nothwendig sind, dass dagegen das Hügel- und Flachland in den meisten Fällen am geeignetsten ist.

Grössere Fabriken sollen immer reichlich mit Betriebskraft versehen sein, so dass ein ungestörter geregelter Bebrieb selbst unter ungünstigen Umständen noch möglich ist. Um dem kostspieligen Betrieb mit Dampfmaschinen auszuweichen, wird man daher stets zu suchen haben, eine Wasserkraft ausfindig zu machen, die selbst beim geringsten Wasserzufluss die zum Betrieb nothwendige Kraft liefert. Kann man in der Gegend, in welcher man die Fabrik anlegen will, eine solche Wasserkraft nicht ausfindig machen, sondern nur eine solche, die zwar bei mittlerer Wassermenge hinreichende Kraft darbietet, beim kleinsten Wasserlauf aber nicht, so bleibt freilich nichts anderes übrig, als die Herstellung einer Dampfmaschine, die so viel Kraft entwickelt, als dem Unterschied zwischen der mittleren und kleinsten Wasserkraft entspricht, und die hydraulische Kraftmaschine für die mittlere Wassermenge einzurichten.

In rein theoretischer Hinsicht enthalten zwei Wasserläufe gleiche Leistungsfähigkeiten, wenn ihre absoluten Effekte $1000\,Q\,H$ und $1000\,Q_1\,H_1$ gleich gross sind. Allein in praktischer Hinsicht kann zwischen zwei solchen Wasserläufen ein grosser Unterschied bestehen. Sowohl die Einrichtung für Wasserkräfte mit sehr grossem Gefälle und sehr kleiner Wassermenge, als auch für Wasserkräfte

mit ganz kleinem Gefälle und sehr grosser Wassermenge fallen jederzeit, man mag Turbinen oder Wasserräder anwenden, sehr ungünstig aus. Am besten ist es immer, wenn der Wasserlauf in keiner Hinsicht irgend eine Extravaganz enthält.

Durch eine Vergleichung einer grossen Anzahl von bestehenden Wasserbauten habe ich gefunden, dass die Einrichtungen in jeder Hinsicht den praktischen Anforderungen entsprechen, wenn sich das Gefälle H nicht viel von demjenigen entfernt, welches die folgende Formel bestimmt:

$$H = 1 + \frac{N_n}{10}$$

für N_n =	4	10	20	40	60	80
wird H =	1·4	2·0	3·0	5·0	7·0	9·0

Hat man zwischen mehreren Gefällen zu wählen, so wird man demjenigen den Vorzug geben, welches mit dieser Regel am nächsten übereinstimmt.

Da die Wassermenge eines Wasserlaufes überhaupt veränderlich ist, so kommt es bei der Anlage einer Fabrik nicht so sehr darauf an, die in einem bestimmten Zeitmoment vorhandene Wassermenge mit höchster Genauigkeit zu bestimmen, sondern man muss vielmehr dahin streben, durch oftmals und zu verschiedenen Zeiten wiederholte Messungen die quantitativen Verhältnisse des Wasserlaufes in einem vollen Jahreslauf kennen zu lernen. Allerdings ist dies nur dann nothwendig, wenn eine Wasserkraft mit einer kleinen Wassermenge zum Betriebe der zu errichtenden Fabrik nicht oder kaum ausreicht. Nebstdem, dass man sich über die quantitativen Verhältnisse ganz verlässlich unterrichtet, ist es auch rathsam, die qualitative Beschaffenheit des Wassers und dessen Herkommen zu erforschen. Dies kann theils durch eigene Beobachtungen und Rekognoszirungen des ganzen Wasserlaufes bis an seine Quellen, theils durch Einziehung von Erkundigungen bei den Bewohnern der Gegend geschehen. Forstleute, Geologen, Geometer und Müller sind oftmals in der Lage, beachtenswerthe Mittheilungen machen zu können. Namentlich wird man zu erforschen suchen, ob in der Gegend viele Quellen vorkommen, wie die Temperatur des Wassers zu verschiedenen Jahreszeiten ist, ob sich im Winter viel Eis bildet, ob und bejahenden Falls, welche Wasserquantitäten zu gewissen Jahreszeiten zu Wiesenbewässerungen verwendet werden; dann aber wird man sich insbesondere über die Eigenthumsverhältnisse der

Umgegend des Orts, wo sich Wasserkraft vorfindet, auf das Genaueste zu unterrichten suchen, um zu erfahren, ob und unter welchen Bedingungen, so wie für welche Geldopfer der Grund und Boden, auf welchem die verschiedenen Bauten hergestellt werden müssten, als Eigenthum erworben werden kann. Dies alles erfordert einen Mann, der nicht nur technische Kenntnisse, sondern auch Menschenkenntniss, Geschäftskenntniss und Lebenserfahrung besitzt.

Hat man alle Verhältnisse, welche den technischen Werth eines Wasserlaufes bestimmen, zuverlässig erforscht und für die Anlage einer Fabrik günstig gefunden, und ist man so glücklich gewesen, hierauf das Wasserbenutzungsrecht, so wie den zur Ausführung der verschiedenen Bauten erforderlichen Boden als Eigenthum zu erwerben, so kann man endlich mit dem Studium der zur Fassung und Leitung des Wassers erforderlichen Einrichtungen schreiten. Davon haben wir im Nachfolgenden zu sprechen.

Fassung und Leitung des Wassers. Anlage der Wehre, Kanäle, Wasserleitungen.

Allgemeines Um die Wirkungsfähigkeit, welche in einem Wasserlaufe enthalten ist, vermittelst einer Kraftmaschine aufzusammeln, muss das natürliche Gefälle, welches der Wasserlauf auf eine gewisse Strecke seines Laufes darbietet, nach einem bestimmten Punkt in der Weise konzentrirt werden, dass daselbst ein künstlicher Wasserfall entsteht, dessen Höhe gleich ist jener des Gefälles. Dies geschieht durch Wehre, durch Kanäle oder durch eine Wasserleitung in Röhren. Von dieser Fassung und Leitung haben wir nun zu sprechen.

Anlage der Wehre.

Wirkung eines Wehres. Ein Wehr ist ein dammartiger, quer durch den Fluss gelegter Einbau, wodurch das Wasser gestaut, und ein im Flusse vorhandenes natürliches Gefälle konzentrirt wird.

Ist z. B., Fig. 1, Tafel I. A B C D das Flussbett, A_1 B_1 C_1 D_1 die Oberfläche des Wassers im Flusse vor der Errichtung des Baues, so kann das zwischen den Punkten B und C vorhandene Gefälle nach C hin konzentrirt werden, wenn man daselbst einen dammartigen Querbau errichtet, dessen Scheitel nahe so hoch ist, als der Wasserspiegel bei B_1, denn errichtet man einen solchen Bau, so sammelt sich das

Wasser vor demselben, bis der Spiegel nahezu eine horizontale Ebene $B_1 C_1$ bildet und es entsteht dann bei C ein künstlicher Wasserfall, dessen Höhe gleich ist dem natürlichen Gefälle, welches vor der Errichtung des Baues zwischen den Punkten B_1 und C_1 vorhanden war. Dieses Gefälle wird mithin vermittelst des Wehres konzentrirt.

Beantwortung der Frage, unter welchen Umständen die Erbauung eines Wehres zweckmäßig oder nothwendig ist. Die Erbauung eines Wehres ist nur dann möglich, wenn der Wasserspiegel eines Flusses auf eine längere Strecke über seinen natürlichen Stand gehoben werden darf. Die Erbauung eines Wehres ist zweckmässig oder nothwendig, 1) wenn kein natürliches Gefälle vorhanden ist und ein künstliches Gefälle hervorgebracht werden soll. 2) Wenn das vorhandene natürliche Gefälle nicht die wünschenswerthe Grösse hat, daher durch einen künstlichen Bau erhöht werden soll. 3) Wenn in einem Fluss oder Bach auf einer kurzen Strecke ein starkes Gefälle vorhanden ist, das auf einen Punkt konzentrirt werden soll. 4) Wenn die natürlichen Veränderungen des Wasserstandes vermindert oder aufgehoben werden sollen. 5) Wenn das durch die Stauung hervorzubringende Gefälle nicht mehr als 2·5 Meter beträgt. 6) Wenn zwei oder mehrere von den so eben angegebenen Umständen gleichzeitig vorhanden sind.

Einige dieser Sätze bedürfen einer Erklärung. Durch die Erbauung eines Wehres wird der Wasserspiegel vom Wehr an bis auf eine gewisse Strecke stromaufwärts gehoben. Befindet sich auf dieser Strecke bereits ein Wasserwerk, z. B. eine unterschlächtige Mühle, so wird diese durch die Stauung mehr oder weniger unter Wasser gesetzt, so dass die Wirkung des unterschlächtigen Rades geschwächt oder ganz aufgehoben werden kann. Der Besitzer der Mühle wird also die Erbauung eines solchen Wehres nicht gestatten.

Wenn die Ufer des Flusses niedrig und Wiesen oder Felder daran liegen, müssen diese durch Uferdämme gegen Ueberschwemmungen, die die Stauung hervorbringen würde, geschützt werden; aber dessen ungeachtet können diese Grundstücke Schaden leiden, indem sie durch Horizontalwasser durchnässt werden. Die Eigenthümer dieser Grundstücke werden daher die Erbauung eines Wehres oftmals nicht zugeben.

Hieraus ist zu ersehen, dass die Eigenthumsverhältnisse oftmals die Errichtung eines Wehres nicht gestatten werden. Die Sätze 1, 2, 3 bedürfen keiner Erläuterung, wohl aber die Sätze 4 und 5. Zum Verständniss des Satzes 4 ist zu sagen, dass sich

bei Veränderung der Wassermenge die Höhe des durch ein Wehr gehobenen Wasserspiegels viel weniger verändert, als der Wasserspiegel des Flusses selbst. Durch die Anlage eines Wehres wird also stets die für den Betrieb von Wasserrädern und von Turbinen nützliche Wirkung hervorgebracht, dass sich der Wasserspiegel im Zuflusskanal bei veränderlichem Wasserzufluss nur wenig ändert. Die Richtigkeit des fünften Satzes wird man erkennen, wenn man bedenkt, dass eine hohe Stauung nicht nur ein hohes Wehr, sondern auch oftmals hohe und ausgedehnte Uferschutzbauten erfordert, dass demnach eine hohe Stauung kostspielige Bauten erfordert.

Eintheilung der Wehre und Anwendbarkeit derselben. Die Wehre können in Grundwehre, Ueberfallwehre, Schleusenwehre und Ueberfall-Schleusenwehre eingetheilt werden. Ein Grundwehr ist ein Wehr, dessen Krone nicht bis an die ursprüngliche Oberfläche des Wassers im Fluss reicht. Fig. 2, Tafel I., A B C die Oberfläche des Wassers vor dem Einbau, D die Krone des Wehres, sie reicht nicht bis B. Grundwehre werden angelegt, wenn die Wassermenge des Flusses nicht sehr veränderlich und die hervorzubringende Stauung nicht gross ist.

Ein Ueberfallwehr ist ein Wehr, dessen Krone höher liegt, als der ursprüngliche Wasserspiegel. Fig. 1, Tafel I., $A_1 B_1 C_1 D_1$ der ursprüngliche Wasserspiegel vor Errichtung des Wehres, D die Wehrkrone, sie liegt höher als C_1. Ein solches Wehr wird angelegt, wenn die hervorzubringende Stauung gross und die Wassermenge des Flusses nicht viel veränderlich ist.

Ein Schleusenwehr ist ein Einbau, dessen stauende Wirkung jederzeit ganz beseitigt werden kann. Es besteht in der Regel aus einer oder aus mehreren Schleusen, die durch Aufzugsvorrichtungen in die Höhe gezogen werden können. Fig. 3, Tafel I. Derlei Wehre werden gewählt, wenn die Lokalverhältnisse bei reichem Wasserabfluss eine Stauung nicht erlauben.

Ein Ueberfall-Schleusenwehr ist ein Einbau, welcher theils aus einem Ueberfallwehr, theils aus Schleusen besteht. [Fig. 4, Tafel I., B C Ueberfall, A B Schleuse.] Ein solches Wehr wird angelegt, wenn bei sehr veränderlichem Wasserzufluss der Wasserstand oberhalb des Wehres stets auf gleicher Höhe erhalten werden soll. Diese Forderung wird insbesondere gestellt, wenn mehrere Wasserwerke hinter einander in dem Fluss errichtet werden.

Horizontale Trace des Wehres. Hat man sich entschieden, dass ein Wehr gebaut werden soll, und von welcher Art es sein soll, so muss noch die Trace (die Richtung und Form des Wehrzuges)

und dessen Höhe bestimmt werden. Hinsichtlich der Trace sind verschiedene Anordnungen, Fig. 5, Tafel I., möglich, die wir einer Betrachtung unterwerfen wollen, um die praktische Brauchbarkeit kennen zu lernen.

Dabei ist zu beachten, dass die Veränderungen des Wasserstandes unter sonst gleichen Umständen um so kleiner sein werden, je grösser die Ausdehnung der Wehrkrone ist. Für ein Ueberfallwehr ist z. B.:

$$Q = k\, b\, h \sqrt{2\, g\, h}$$

wobei Q die in einer Sekunde abfliessende Wassermenge, b die Breite des Wehres, h die Dicke der Wasserschichte und k einen Coeffizienten bedeutet. Differenzirt man diesen Ausdruck, indem man Q und h als veränderlich, b als konstant betrachtet, so findet man

$$d\, h = \frac{d\, Q}{\frac{3}{2}\, b\, k \sqrt{2\, g\, h}}$$

Dieser Ausdruck für $d\, h$ gibt an, um wie viel sich der Wasserstand im Zuflusskanal ändert, wenn die Wassermenge um $d\, Q$ wächst und wie man sieht, ist diese Aenderung des Wasserstandes der Breite b des Wehres verkehrt proportional.

Das Wehr A, Fig. 5, ist das einfachste, hat aber eine Krone von geringer Ausdehnung; die Veränderungen des Wasserstandes bei veränderlichem Wasserzufluss können demnach ziemlich gross ausfallen; es ist daher nur dann anwendbar und zweckentsprechend, wenn die Wassermengen des Flusses wenig veränderlich sind oder wenn sich die Wasserstände oberhalb des Wehres ziemlich stark ändern dürfen.

Das Wehr B ist nur wenig länger als A, ist schwieriger herzustellen und kostspieliger, leitet das Wasser an das rechte Ufer, greift es an und wühlt daselbst den Boden auf, ist also offenbar nicht zu empfehlen.

Die Wehre C, D, E, F sind ebenfalls von wenig oder keinem Werth, die Ausdehnung der Wehrkrone ist nicht merklich grösser als bei A. Diese Wehre sind schwieriger herzustellen als A, daher auch kostspieliger und das Wasser wird bei C und F an die Ufer, bei D und E nach der Mitte des Stromes geleitet, wodurch das Bett ungleich angegriffen wird.

Das Wehr G zeichnet sich aus durch die Grösse und Ausdehnung seiner Wehrkrone; selbst wenn es ganz als Ueberfallwehr gebaut wird, bewirkt es eine beinahe unveränderliche Höhe des Wasserstandes im Zuflusskanal; versieht man noch überdies

einzelne Theile, z. B. b c des Wehres mit Schleusen, so kann man selbst bei einem sehr veränderlichen Wasserzufluss einen konstanten Wasserstand hervorbringen. Es ist diese Anordnung insbesondere auch ganz zweckmässig, wenn zwei Fabriken bei a b und c d angelegt werden, so dass überhaupt in dem mittleren Theil des Flusses Raum für ein Wehr übrig bleibt, und da b c im Allgemeinen beliebig lang gehalten werden kann, so ist es möglich, mit dieser Anordnung der Anforderung eines konstanten Wasserstandes sehr wohl und in sehr vielen Fällen zu entsprechen. Allerdings ist der Bau eines solchen Wehres kostspielig und deshalb nur zu empfehlen, wenn man mit der Anordnung A nicht ausreichen kann. Das Ergebniss dieser Untersuchung ist also, dass wir die Anordnungen B, C, D, E, F verwerfen und nur A oder G zur Ausführung empfehlen.

Genauere Entscheidung der Frage, ob ein Grundwehr oder ob ein Ueberfallwehr erbaut werden soll. Hat man sich dahin entschieden, dass kein Schleusenwehr, sondern entweder ein Grundwehr oder ein Ueberfallwehr erbaut werden soll, so kann die Wahl zwischen diesen zwei Arten von Wehren in dem Falle zweifelhaft werden, wenn die hervorzubringende Stauung weder sehr gross noch sehr klein ist. Die Entscheidung kann in einem solchen Falle auf folgende Art geschehen. Nennt man:

h die Stauung, welche durch das Wehr hervorgebracht werden soll,

b die Breite des Wehres, die in der Regel mit dem Flussbett übereinstimmt und jedenfalls durch die Trace bekannt ist,

Q die Wassermenge, welche in der Regel, und namentlich dann, wenn die Stauung die Höhe h haben soll, über das Wehr abfliesst,

so ist annähernd $0{\cdot}57\, b\, h \sqrt{2\, g\, h}$ die Wassermenge, welche über das Wehr abfliessen würde, wenn die Wehrkrone bis an den ursprünglichen Wasserspiegel reichen würde.

Je nachdem nun der Werth von $0{\cdot}57\, b\, h \sqrt{2\, g\, h}$ gleich Q, grösser als Q oder kleiner als Q ausfällt, ist im ersten Falle ein Wehr zu bauen, dessen Krone bis an den Wasserspiegel reicht, im zweiten Falle aber ein Ueberfallwehr und im dritten ein Grundwehr.

Der Coeffizient 0·57 bezieht sich auf Wehre mit abgerundeter oder wenigstens mit nicht scharfkantiger Krone.

Höhe eines Ueberfallwehres. Hat diese eben erklärte Regel für die Errichtung eines vollkommenen Ueberfallwehres entschieden, so findet man dessen Höhe auf folgende Weise.

Nennt man, Fig. 1, Tafel I.:

$h = C_1 C_2$ die Stauhöhe, b die Wehrbreite, Q die in jeder Sekunde abfliessende Wassermenge, $t = C C_1$ die Tiefe des Wassers vor der Errichtung des Wehres, $D C_2 = x$ die Tiefe der Wehrkrone unter dem gestauten Wasserspiegel, so ist wegen $Q = 0{\cdot}57\ b\ x\ \sqrt{2\ g\ x}$

$$x = \left(\frac{Q}{0{\cdot}57\ b\ \sqrt{2\ g}}\right)^{\frac{2}{3}}$$

und dann ist die Wehrhöhe $C D = t + h - x$.

Höhe eines Grundwehres. Fig. 2, Tafel I. Eine genaue Berechnung der über ein Grundwehr abfliessenden Wassermenge ist mit unüberwindlichen Schwierigkeiten verbunden; man muss sich mit einer rohen Annäherung begnügen, indem man annimmt, dass der Wasserabfluss in dem Theile $B E$ des Wasserquerschnitts wie bei einem vollkommenen Ueberfall, durch den Theil $B D$ hingegen wie bei zwei kommunizirenden Gefässen erfolgt, wenn in einem derselben der Spiegel um $B E$ höher steht, als im andern. Unter dieser Voraussetzung ist

$$Q = 0{\cdot}57\ b\ h\ \sqrt{2\ g\ h} + 0{\cdot}62\ b\, x\ \sqrt{2\ g\ h}$$

wobei die Coeffizienten $0{\cdot}57$ und $0{\cdot}62$ nur als Schätzung zu betrachten sind. Hieraus folgt:

$$x = \frac{Q}{0{\cdot}62\ b\ \sqrt{2\ g\ h}} - 0{\cdot}92\ h$$

Stauweite. Die Stauweite ist die Entfernung $C_2\ B_1$, Fig. 1, Tafel I., vom Wehr an stromaufwärts gemessen, bis zu welcher sich die stauende Wirkung des Wehres erstreckt. Die Oberfläche des Wassers oberhalb des Wehres bildet strenge genommen keine horizontale Ebene, sondern ist eine gewisse krumme Fläche, deren Gestalt *Navier* und *Belanger* zu bestimmen gesucht haben. Allein da die Bestimmungen dieser Flächen mit weitläufigen, mit der Wichtigkeit des Zweckes in keinem Verhältniss stehenden Rechnungen verbunden sind, und gewöhnlich die Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser dem Wehr zufliesst, nur einen kleinen Werth hat, so kann man sich mit der Annahme begnügen, dass die Oberfläche eine vollkommene horizontale Ebene sei. Nennt man unter dieser Voraussetzung h die Stauhöhe, α den Winkel, unter welchem die Wasserfläche vor der Errichtung des Wehres gegen den Horizont geneigt ist, so hat man für die Stauweite den Ausdruck

$$C_2\ B_1 = h \operatorname{cotg} \alpha$$

Ausführung eines Wehrbaues. Das Spezielle der Anordnung und Ausführung eines Wehrbaues gehört in das Ingenieurfach, daher wir uns hier darauf beschränken, die wesentlichsten Bedingungen eines guten Wehrbaues zu bezeichnen und durch einige Beispiele zu erläutern.

Bei einem Wehrbau muss man dahin wirken, dass derselbe vom Wasser weder unterwaschen oder unterwühlt, noch an den Seiten umgangen werden kann. An den beiden Ufern müssen daher tief fundamentirte, in die Ufer selbst eingreifende Schutzbauten hergestellt werden, und die Unterwühlung des Wehres muss entweder durch tiefe Betonmassen oder durch Spundwände und Pfahlroste mit Bedielungen verhindert werden.

Fig. 6, Tafel I. ist ein hölzernes Wehr, a b c Spundwände, d bedielter liegender Rost, . e dichte Balkenwand durch Zangen zusammengehalten und verstrebt, f Wehrkrone.

Fig. 7, Tafel I. Hölzernes Wehr mit einem steinernen Vorbau.

Fig. 8, Tafel I. Steinernes Wehr mit Betonfundament.

Anlage der Kanäle.

Zweck eines Kanals. Ein Fabrikkanal ist eine künstliche Wasserleitung, vermittelst welcher das auf eine längere Flussstrecke vorhandene Gefäll nach einem beliebigen Punkt der Flussumgebung verlegt und daselbst konzentrirt werden kann. Es sei Fig. 9, Tafel I. A F B eine Flussstrecke, H das auf derselben vorhandene Gefäll oder der Höhenunterschied des Wasserspiegels bei A und bei B, C sei ein beliebiger Punkt in der Umgebung des Flusses, nach welchem hin das Gefäll H konzentrirt werden soll, A C B der zu diesem Behufe angelegte Kanal. Wie das Längenprofil des Kanals beschaffen sein muss, zeigt Fig. 10, Tafel I. A C, B E sind die Fortsetzungen der Wasserspiegel $A A_1$ und $B B_1$ das Gefälle C E ist gleich H. Ist A D G B der Durchschnitt des Terrains, so ist A D ein Durchschnitt, D C eine Aufdämmung, B E eine Ausgrabung. Man sieht, dass es theoretisch möglich ist, das Gefäll nach einem ganz beliebigen Punkt der Flussumgebung zu konzentriren, und hieraus ist zu erkennen, dass die Gewinnung oder Konzentration eines natürlichen Gefälles vermittelst eines Kanales im Allgemeinen der Konzentration vermittelst eines Wehres vorzuziehen ist, denn bei einer Anlage mit Wehr und ohne Kanal muss das zu treibende Werk in das Flussbett oder hart an das Ufer errichtet werden, ist also dem Hochwasser und der Nässe und Feuchtigkeit ausgesetzt. Bei Anwendung eines Kanales ist dagegen die Möglichkeit geboten,

für die Anlage der Fabrik eine Stelle zu wählen, an der man von der Einwirkung des Wassers im Fluss vollkommen geschützt ist, und die vielleicht in mancher anderen Hinsicht zweckdienliche Eigenschaften besitzt oder Annehmlichkeiten gewährt, die bei der Langeweile eines Fabrikbetriebes auch nicht zu verschmähen sind. Die alte Gewerbe-Industrie wusste die natürlichen Gefälle nur durch Wehre zu konzentriren, die neuere Industrie wendet überall Kanäle an, wo es die Lokalverhältnisse nur möglich machen. Auch dies ist einer der grossen Fortschritte der neueren Industrie. Noch muss hervorgehoben werden, dass vermittelst eines Kanals sehr hohe Gefälle, die auf einer sehr langen Strecke eines Flusslaufes vorkommen, konzentrirt werden können.

Um zu bewirken, dass unter allen Umständen und selbst bei sehr veränderlicher Wassermenge im Flusse der Eintritt des Wassers aus dem Fluss in den Kanal regelmässig und in hinreichender Menge erfolgt, ist es vortheilhaft, wenn der Wasserstand im Fluss an der Mündung des Kanals stets nahe auf gleicher Höhe erhalten wird, was, wie wir wissen, durch die Anlage eines Wehres geschehen kann. Für jede Kanalanlage ist daher ein Wehr ein sehr nützlicher Hilfsbau. Die gleichzeitige Erbauung eines Kanales und eines Wehres ist auch in dem Falle sehr zweckmässig, wenn das zwischen zwei Punkten A und B vorhandene Gefälle H_1 nicht die wünschenswerthe Höhe hat. Legt man in diesem Falle unmittelbar unterhalb der Einmündung des Kanals ein Wehr an, durch das der Wasserspiegel bei A um H_2 gestaut wird, so kann man vermittelst des Kanales das ganze Gefälle $H_1 + H_2$ nach C hin konzentriren.

Die horizontale Trace des Kanals. Die Ein- und Ausmündungspunkte eines Kanals werden vorzugsweise durch das zu gewinnende Gefälle bestimmt. Die Linie, längs welcher der Kanal herzustellen ist, richtet sich theils nach Lokal- theils nach Eigenthumsverhältnissen. Gewöhnlich ist das dem Flussufer benachbarte Terrain ziemlich eben und kann der Kanal auf demselben in ziemlich gerader Richtung geführt werden.

Zuweilen zieht der Fluss längs eines Bergabhangs hin, und dann kann es zweckmässig werden, den Kanal nicht in die Ebene, sondern an dem Bergabhang selbst anzulegen. Kommen in der Nähe des Flusses höhere Berge vor, und untersagen die Eigenthümer des Thalbodens und des Bergabhangs die Anlage eines Kanales auf ihren Gründen, so kann man sich dadurch helfen, indem man den Kanal in einem Tunnel durch die Berge führt.

Eine derartige Kanalanlage wurde in Atzenbach im Wiesenthal hergestellt.

Die zweckmässigste Baustelle für die Errichtung der Fabrik richtet sich, abgesehen von Eigenthumsverhältnissen, nach den Terrainverhältnissen. Im Flachland und Hügelland ist es meistens am zweckmässigsten, das Fabrikgebäude in der Nähe des Kanalanfanges zu verlegen, so dass der Zuflusskanal kurz, der Abflusskanal lang ausfällt. Die Gründe, welche für eine solche Anlage sprechen, sind folgende: 1) kann die Einlassschleuse leicht und schnell bedient werden; 2) im Obergraben bildet sich im Winter gewöhnlich Grundeis, welches weggeschaft werden muss; im Untergraben dagegen entsteht, wegen des in denselben eindringenden wärmeren Horizontalwassers, nicht leicht Grundeis, und wenn es sich auch bildet so kann es doch nicht leicht den Gang der Maschinen stören; 3) Veränderungen des Wasserstandes im Flusse verursachen wenn der Untergraben lang ist, nur eine geringe Stauung am Anfange des letzteren; 4) die wasserdichte Herstellung der Kanaldämme des Obergrabens ist gewöhnlich mit vielen Schwierigkeiten und Kosten verbunden, und im Winter werden diese Dämme häufig durch Einfrieren zerrissen; die Böschungen des Untergrabens dagegen brauchen nicht wasserdicht zu sein, und das wärmere Horizontalwasser schützt auch gegen das Einfrieren; 5) in der Regel fällt das Terrain nach der Richtung des Kanalzuges, und dann ist eine Anlage mit kurzem Oberkanal am billigsten. In Gebirgsgegenden ist dagegen eine Kanalanlage mit einem langen Obergraben und kurzem Untergraben zweckmässiger, weil in einer solchen Lokalität der Kanal ohne Schwierigkeit an den Bergabhängen eingegraben und längs denselben fortgeführt werden kann.

Fig. 1, Tafel II. zeigt eine solche Kanalanlage. Fig. 2 ist ein Schnitt nach $\alpha\ \beta$.

Geschwindigkeit des Wassers im Kanal. Es darf nicht dem Zufall überlassen werden, mit welcher Geschwindigkeit das Wasser in einem Kanal fliesst, wenn derselbe hergestellt worden ist, sondern die Geschwindigkeit muss von vornherein festgesetzt werden, weil von derselben die Profile des Kanales und die dauernde Erhaltung desselben abhängen. Eine grosse Geschwindigkeit des Wassers hat zur Folge, dass das Querprofil des Kanals klein, dass dagegen das Gefäll des Kanales gross ausfällt. Eine grosse Geschwindigkeit vermindert also die Baukosten, verursacht aber einige Gefällverluste. Gewöhnlich sind die Kanäle in Sand- oder Kiesboden gegraben oder durch Auffüllung mit Sand und Kies gebildet. Soll das Bett

eines solchen Kanales durch das Wasser nicht aufgewühlt werden, so darf die Geschwindigkeit desselben eine gewisse Grenze nicht überschreiten. Diese grössten Geschwindigkeiten, welche ein Kanalbett noch nicht merklich angreifen, sind:

Aufgelöste Erde	0·076^m
Fetter Thon	0·152^m
Sand	0·305^m
Kies	0·609^m
Abgerundete Kiesel	0·914^m
Eckige Kiesel . . , ...	1·22^m
Conglomerat	1·52^m
Geschichtete Felsen	1·83^m
Ungeschichtete Felsen	3·05^m

Bei Kies und Sand beträgt diese Geschwindigkeit 0·3 bis 0·5. Um für alle Fälle sicher zu sein, ist es angemessen, für Kanäle aus Sand und Kies den Werth von 0·3 Meter in Rechnung zu bringen. In hölzernen Kanälen kann man 0·6 Meter bis 1 Meter nehmen, weil dadurch die Baukosten vermindert werden.

Querprofil des Kanals. Aus der mittleren Geschwindigkeit u, welche das Wasser im Kanale annehmen soll, und aus der Wassermenge Q, welche in 1 Sunde fortgeleitet werden soll, ergibt sich der Querschnitt Ω des Wasserkörpers im Kanale. Er ist nämlich

$$\Omega = \frac{Q}{u}$$

Die Gestalt des Querschnittes richtet sich theils nach dem Material, theils nach der Wassermenge. Hölzerne und gemauerte Kanäle erhalten rechtwinklige, aufgefüllte Kanäle symmetrisch dossirte trapezförmige Profile. Die Dossirung kann, wenn sie mit Steinen gepflastert wird, 60° betragen, ist sie aber aus gestampfter Erde, so darf sie höchstens 45° sein.

Das relative Gefälle, welches das Wasser im Kanal haben muss, wenn es mit einer gewissen Geschwindigkeit fortfliessen soll, und folglich auch der Gefällsverlust, welchen der Kanal verursacht, hängt einerseits von der Geschwindigkeit u, andererseits von dem Verhältniss ab zwischen dem Inhalt des Querschnitts des Wasserkörpers und dem Theile seines Umfanges, welcher mit dem Kanale in Berührung steht, welchen Theil man den „benetzten Umfang“ zu nennen pflegt.

Je kleiner dieses Verhältniss ist, desto geringer ist der Gefällverlust. In dieser Hinsicht wären das halbe Quadrat und das halbe

reguläre Sechseck die zweckmässigsten Profilformen; allein sie können wenigstens bei grösseren Wassermengen nicht angewendet werden, weil es in diesem Falle sehr schwierig ist, die Kanäle wasserdicht herzustellen, indem ihre Tiefe zu gross ausfällt. Wegen dieses Umstandes ist es überhaupt nicht möglich, eine rationelle Regel für das Verhältniss der Breite und Tiefe des Wasserkörpers aufzustellen, man muss sich daher mit einer empirischen Regel begnügen.

Durch Vergleichung der Dimensionen von ausgeführten Kanälen habe ich gefunden, dass man nehmen darf:

$$\frac{b}{t} = 2{\cdot}7 + 0{\cdot}9\,\Omega$$

wobei b die Breite des Grundbettes, t die Wassertiefe und Ω den Querschnitt des Wasserkörpers bedeutet. Bezeichnet man den Böschungswinkel mit α, so ist:

$$\Omega = b\,t + t^2 \operatorname{cotg} \alpha = t^2 \left(\frac{b}{t} + \operatorname{cotg} \alpha\right)$$

man erhält demnach:

$$t = \sqrt{\left(\frac{\Omega}{\frac{b}{t} + \operatorname{cotg} \alpha}\right)}$$

und wenn t berechnet ist, ergibt sich b aus:

$$b = \left(\frac{b}{t}\right) t$$

Um die Querschnittsdimensionen eines Kanales zu berechnen, für welchen Q, u, α gegeben ist, bestimme man zuerst den Werth von Ω, dann den Werth von $\frac{b}{t}$; hierauf findet man den Werth von t und endlich b.

Längenprofil des Kanales. Um eine gleichförmige Bewegung des Wassers im Kanale hervorzubringen (welche bei durchaus gleichen Profilen einer unveränderlichen Wassertiefe entspricht) muss das relative Gefälle des Kanalbettes so gross sein, dass dadurch der Reibungswiderstand des Wassers an dem benetzten Umfang überwunden wird.

Zur Bestimmung dieses Gefälles hat man nach den Untersuchungen und Erfahrungen von *Prony* folgende Formel:

$$\frac{G}{L} = \frac{S}{\Omega}(0{\cdot}0000444\ u + 0{\cdot}000309\ u^2)$$

in welcher bedeutet:

G das totale Gefälle des Kanals,

L die Länge des Kanals,

Ω den Querschnitt des Wasserkörpers,

$S = b + \frac{2t}{\sin\alpha}$ den benetzten Umfang,

u die mittlere Geschwindigkeit, welche das Wasser im Kanale annehmen soll.

Wenn es sich darum handelt, durch den Kanal möglichst wenig an Gefälle zu verlieren, muss man demselben der ganzen Ausdehnung nach das relative Gefälle $\frac{G}{L}$ geben, welches durch die letzte Gleichung bestimmt wird, und die Wasserspiegel an den Ein- und Ausmündungen müssen in diesem Falle mit jenen, welche in dem Flusse vorhanden sind, übereinstimmen.

Gestatten aber die Verhältnisse, dass durch den Kanal einiger Gefällverlust entstehen darf, so ist es gut, wenn man den Wasserspiegel an der Einmündung etwas unter dem tiefsten Wasserstand des Flusses annimmt, und der ersten Strecke des Zufluss- so wie der letzten Strecke des Abflusskanales ein stärkeres relatives Gefälle gibt, als den übrigen Theilen des Kanales, weil dadurch der Zu- und Abfluss des Wassers erleichtert wird. Am Anfange des Kanales muss zur Regulirung des Wasserzuflusses eine Schleusse angebracht werden, und unmittelbar vor der Kraftmaschine ist eine zweite Schleusse nothwendig, durch welche das Ueberwasser (d. h. die Differenz zwischen der zufliessenden Wassermenge und derjenigen, welche auf das Rad zu wirken hat) nach einem Leerkanal abfliessen kann. Diese Schleusse und der Leerkanal sind insbesondere auch nothwendig, wenn das Rad abgestellt wird. Denn die Schleusse am Anfang des Kanales wird immer erst abgestellt, nachdem dies mit dem Rade geschehen ist, es muss also das in der Zwischenzeit in den Kanal eintretende Wasser irgend wo abfliessen können. Gesetzt aber auch, dass die Schleusse am Anfang des Kanales gleich zeitig oder etwas früher als das Rad abgestellt würde, so wäre doch auch in diesem Falle ein Leergerinne mit Schleusse unmittelbar vor dem Rade nothwendig, weil das Wasser, nachdem die Einmündungsschleusse geschlossen worden ist, seine Bewegung im Kanale vermöge der Trägheit noch weiter fortsetzt, sich daher vor dem Rade sammeln und aufstauen würde, wenn daselbst keine Abflussöffnung angebracht würde.

Anwendung der Regeln über den Wehr- und Kanalbau. In einer Flusskrümmung sei zwischen zwei Punkten A und B, Fig. 9, Tafel I., deren Horizontalabstand 1500 Meter beträgt, ein natürliches Gefälle von 3 Meter vorhanden. Man beabsichtigt daselbst eine Fabrik anzulegen, die zu ihrem Betrieb einen absoluten Effekt von 80 Pferdekräften erfordert. Die Terrainverhältnisse seien so beschaffen, dass das concave Ufer steil und hoch, das convexe Ufer dagegen flach ist und circa zwei Meter über dem Spiegel des Flusses liegt. Die Kanäle können und dürfen in gerader Linie auf dem flachen convexen Ufer angelegt werden. Die Wassermenge im Fluss beträgt im Minimum 4, im Maximum 5 Kubikmeter. Es sei erlaubt, bei A eine Stauung von 1·5 Meter zu bewirken.

Wenn das natürliche Gefälle von 3 Meter konzentrirt werden könnte, wäre eine Wassermenge von $\frac{75 \times 80}{1000 \times 3} = 2$ Kubikmeter nothwendig. Diese Quantität liefert zwar der Fluss auch beim Minimum der Wassermenge, allein für eine Kraft von 80 Pferden ist nach der Seite 21 gegebenen Erläuterung ein Gefälle von 3 Metern nicht günstig, und da der Voraussetzung zufolge eine Stauung von circa 1·5 Kubikmeter gestattet ist, so wird es angemessen sein, nebst dem Kanal auch ein Wehr anzulegen und dieses so einzurichten, dass ein nutzbares Gefälle von $3 + 1{\cdot}5 = 4{\cdot}5$ Meter gewonnen wird.

In diesem Falle beträgt die der Fabrik zuzuleitende Wassermenge per 1 Sekunde $\frac{75 \times 80}{4{\cdot}5 \times 1000} = 1{\cdot}33$ Kubikmeter.

Nehmen wir für das Wasser im Kanal eine mittlere Geschwindigkeit von $u = 0{\cdot}4$ Meter an, so erhalten wir vermittelst der für eine Kanalanlage aufgestellten Regeln:

Querschnitt des Wasserkörpers im Kanal:

$$\Omega = \frac{Q}{u} = \frac{1{\cdot}33}{0{\cdot}4} \quad \ldots\ldots\ldots \quad = 3{\cdot}32 \text{ Quadratmeter}$$

Verhältniss zwischen Breite und Tiefe:

$$\frac{b}{t} = 2{\cdot}7 + 0{\cdot}9\,\Omega \quad \ldots\ldots\ldots \quad = 5{\cdot}69$$

Tiefe des Wassers:

$$t = \sqrt{\left(\frac{\Omega}{\frac{b}{t} + \operatorname{cotg} \alpha}\right)} \quad \ldots (\alpha = 45^\circ) \ldots = 0{\cdot}70 \text{ Meter}$$

Breite des Kanals:

$$b = \left(\frac{b}{t}\right) t \quad \ldots\ldots\ldots \quad = 4{\cdot}00 \text{ Meter}$$

Der benetzte Theil des Umfangs:

$$S = b + \frac{2\ t}{\sin \alpha} \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad = 6{\cdot}00 \text{ Meter}$$

Totalgefälle des Kanals:

$$G = L\ \frac{S}{\Omega}\ (\alpha\ u + \beta\ u^2) \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \quad = 0{\cdot}18 \text{ Meter}$$

Um den Eintritt des Wassers in den Kanal zu erleichtern, wollen wir den Wasserspiegel an der Einlassschleuse um 0·2 Meter tiefer legen als im Flusse, und um das Abfliessen des Wassers aus dem Abflusskanal zu befördern und die Rückstauung zu schwächen, wollen wir den Wasserspiegel am Ende des Abflusskanals um 0·2 Meter höher annehmen als im Fluss. Unter dieser Voraussetzung muss der Kanal so angelegt werden, dass der Wasserspiegel im Flusse oberhalb des Wehres um 0·20 + 0·18 + 0·20 + 4·5 = 5·08 Meter höher steht als im Fluss an der Ausmündung des Abflusskanals. Nun ist das natürliche vorhandene Gefälle 3 Meter; durch das Wehr muss also eine Stauung von 5·08 — 3 = 2·08 Meter hervorgebracht werden. Es ist klar, dass ein Ueberfallwehr angelegt werden muss, und dass dieses für die geringste Wassermenge im Fluss zu berechnen ist. Die Wassermenge, welche bei der geringsten Menge über das Wehr abfliesst, beträgt 4 — 1·33 = 2·67 Kubikmeter, die Wehrbreite sei 16 Meter, dann ist die Tiefe x der Wehrkrone unter dem gestauten Wasserspiegel

$$x = \left(\frac{2{\cdot}67}{0{\cdot}57 \times 16 \times \sqrt{2 \times 9{\cdot}81}}\right)^{\frac{2}{3}} \quad . \ . \ . \quad = 0{\cdot}163 \text{ Meter}$$

Beträgt die Wassertiefe im Fluss vor dem Einbau des Wehres 0·4 Meter, so ist die Wehrhöhe 0·4 + 2·08 — 0·163 = 2·317 Meter.

Fig. 3, Tafel II. zeigt das Längenprofil des Kanales mit allen Gefällverlusten.

Leitung des Wassers in Röhren.

Bei der Leitung des Wassers in Röhren kommen jederzeit Widerstände vor, zu deren Ueberwindung ein Theil des Gefälles aufgeopfert werden muss, so dass die Erfolge, welche durch die Leitung hervorgehen, kleiner und schwächer ausfallen, als wenn diese Widerstände nicht vorhanden wären. Die Berechnung dieser Gefällverluste soll in Folgendem gezeigt werden.

Adhäsion des Wassers an den Röhrenwänden. Röhrenwiderstände. Wenn in einer Röhre Wasser fliesst, entsteht zwischen den längs

der Wand fliessenden Theilchen und der Wand selbst eine Wechselwirkung, ein Adhäsions- oder Reibungswiderstand, welcher der Bewegung des Wassers entgegenwirkt. *Eitelwein, Prony* und in neuerer Zeit *St. Venant* haben Versuche angestellt, um das Gesetz dieses Widerstandes zu ermitteln. Man hat gefunden, dass dieser Widerstand 1) von dem Material, aus welchem die Röhre besteht, nicht abhängt, 2) der Dichte der Flüssigkeit proportional ist, 3) der Berührungsfläche proportional zu setzen ist, 4) von der Geschwindigkeit u des Wassers in der Röhre abhängt, und annähernd ausgedrückt werden kann durch

$$\gamma\, C\, L\, (\alpha\, u + \beta\, u^2)$$

wobei γ das Gewicht von 1 Kubikmeter Flüssigkeit, C den Unfang der Röhre, L die Länge der Röhre, u die Geschwindigkeit des Wassers und α, β zwei Erfahrungscoeffizienten bedeuten. Nach den Versuchen von *Prony* ist

$$\alpha = 0{\cdot}00001733$$

$$\beta = 0{\cdot}0003483$$

Nennt man z die Höhe der Flüssigkeitssäule, welche durch ihr Gewicht im Stande ist, den Reibungswiderstand zu überwinden, Ω den Querschnitt der Röhre, so ist $\gamma\, \Omega\, z$ das Gewicht dieser Flüssigkeitssäule, man hat daher

$$\gamma\, \Omega\, z = \gamma\, C\, L\, (\alpha\, u + \beta\, u^2)$$

daher

$$z = L\, \frac{C}{\Omega}\, (\alpha\, u + \beta\, u^2) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Für eine cylindrische Röhre vom Durchmesser D ist $C = D\,\pi$, $\Omega = \frac{D^2\,\pi}{4}$, demnach wird

$$z = L\, \frac{4}{D}\, (\alpha\, u + \beta\, u^2) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Die Werthe von $\alpha\, u + \beta\, u^2$ für verschiedene Werthe von u sind in der Tabelle Seite 131 der Resultate zusammengestellt, und zwar sind es die von *Prony* gefundenen Werthe.

Diese Widerstandshöhe oder dieser Gefällverlust ist, wie Gleichung (2) zeigt, der Länge der Röhrenleitung direkt, ihrem Durchmesser aber verkehrt proportional. Ist u klein, z. B. 0·3, so kann das Glied $\beta\, u^2$ gegen $\alpha\, u$ vernachlässigt werden. Für kleine Geschwindigkeiten ist demnach der Reibungswiderstand beinahe der

ersten Potenz der Geschwindigkeit proportional. Ist dagegen u ziemlich gross, z. B. 0·6 bis 1, 2, 3 Meter, so ist im Gegentheil αu gegen βu^2 eine kleine zu vernachlässigende Grösse. Für grosse Geschwindigkeiten ist daher der Widerstand nahe dem Quadrate der Geschwindigkeit proportional.

In den meisten Fällen ist der Werth von z im Vergleich zu dem vorhandenen Gefälle nur dann von Belang, wenn die Länge der Leitung sehr beträchtlich ist, z. B. mehr als 100 Meter beträgt. Es ist selten der Fall, dass das zum Betrieb einer Maschine bestimmte Wasser aus sehr grossen Entfernungen in Röhren herbeigeleitet wird, degegen kommt es oft vor, dass Trinkwasser aus Entfernungen von 2000 bis 4000 Meter und mehr in Röhren fortgeleitet werden muss, und dann kann der Werth von z sehr beträchtlich ausfallen, insbesondere, wenn kleine Wasserquantitäten mit ziemlich grosser Geschwindigkeit geleitet werden sollen. Zur Erläuterung des so eben Gesagten mögen folgende Beispiele dienen.

In einer Röhrenleitung soll in jeder Sekunde $Q = 0{\cdot}8$ Kubikmeter Wasser einer Turbine zugeleitet werden. Die Länge der Leitung sei $L = 100$ Meter, die Geschwindigkeit des Wassers in der Röhre 1 Meter, dann hat man:

$$D = \sqrt{\frac{4\,Q}{\pi\,u}} = \sqrt{\frac{4 \times 0{\cdot}8}{3{\cdot}14 \times 1}} = 1 \text{ Meter (nahe)}$$

und wird vermöge (2) und Tafel Seite 131 der Resultate

$$z = \frac{100 \times 4}{1}\, 0{\cdot}0003656 = 0{\cdot}146 \text{ Meter}$$

Der durch die Reibung entstehende Gefällverlust beträgt also nur nahe 15 Centimeter.

Auf eine Entfernung von $L = 4000$ Meter soll in jeder Sekunde 0·4 Kubikmeter Trinkwasser mit einer Geschwindigkeit von 0·8 Meter fortgeleitet werden. Dann ist:

$$D = \sqrt{\frac{4 \times 0{\cdot}4}{3{\cdot}14 \times 0{\cdot}8}} = 0{\cdot}69, \qquad z = \frac{4000 \times 4}{0{\cdot}69}\, 0{\cdot}0002368 = 5{\cdot}6 \text{ Meter}$$

Auf eine Entfernung von 4000 Meter sollen in jeder Sekunde 0.03 Kubikmeter Trinkwasser mit 1·3 Meter Geschwindigkeit fortgeleitet werden. In diesem Falle wird:

$$D = \sqrt{\frac{4 \times 0{\cdot}03}{3{\cdot}14 \times 1{\cdot}3}} = 0{\cdot}172, \qquad z = 4000\, \frac{4}{0{\cdot}172} \times 0{\cdot}0006111 = 55{\cdot}5 \text{ Meter}$$

Der Gefällverlust oder die Widerstandshöhe beträgt also in diesem dritten Beispiele 55·5 Meter.

Eckige und abgerundete Knieröhrenstücke. Bei jeder raschen Ablenkung des Wassers aus seiner geregelten Bahn entstehen nothwendig Wellenbewegungen oder Wirbelungen, so wie Erschütterungen an den Röhrenwänden, wodurch die lebendige Kraft der Fortschrittsbewegung des Wassers geschwächt wird. Die hierdurch entstehenden Gefällverluste lassen sich selbstverständlich genau nicht berechnen, denn alle derlei Vorgänge sind viel zu komplizirt, als dass sie durch eine korrekte Rechnung verfolgt werden könnten. Die nachfolgenden Regeln beruhen auf Versuchen.

Weisbach hat durch Versuche gefunden, dass ein winkliges Kniestück, Fig. 4, Tafel II., einen Gefällverlust verursacht, der durch folgenden Ausdruck berechnet werden kann:

$$z = \frac{u^2}{2g} (0·9457 \sin \delta^2 + 2·047 \sin^4 \delta)$$

wobei u die Geschwindigkeit des Wassers in der Röhre $\delta = \widehat{CBE} = \widehat{EBD} = \frac{1}{2} \widehat{CBD}$ die Hälfte des Ablenkungswinkels bedeutet.

Für δ =	10°	20°	30°	40°	50°	60°
wird $\frac{z}{\frac{u^2}{2g}}$ =	0·046	0·139	0·364	0·740	1 260	1·861

Für $\delta = 45°$ wird nahezu $0·9457 \sin \delta + 2·047 \sin^4 \delta = 1$ und $z = \frac{u^2}{2g}$, d. h. wenn der Ablenkungswinkel 90° beträgt, geht die lebendige Kraft verloren, die der Geschwindigkeit u entspricht.

Für abgerundete Kniestücke, Fig. 5, Tafel II., hat *Navier* aus Versuchen folgende Formel abgeleitet:

$$z = \frac{u^2}{2g} (0·0039 + 0·0186\, r) \frac{s}{r^2}$$

wobei u die Geschwindigkeit des Wassers in der Röhre, r den Krümmungshalbmesser des Kniestückes und s die Länge AB des gekrümmten Theils des Kniestückes bezeichnet.

Verengungen und Erweiterungen der Röhren. Allmälige, stetige und sanft in einander übergehende Querschnittsänderungen verursachen keinen merklichen Kraftverlust. Plötzliche Querschnittsänderungen verursachen dagegen plötzliche Geschwindigkeitsände-

rungen und Wirbelungen, und verursachen nothwendig Kraftverluste, die vermittelst des *Carnot*'schen Prinzipes annähernd in nachstehender Weise berechnet werden können.

Nennt man für eine Verengung, Fig. 6, Tafel II., Ω den Querschnitt der Röhre zu beiden Seiten der Verengung, Ω_1 den Querschnitt der Verengung, k_1 den Contraktionscoeffizienten, u die Geschwindigkeit des Wassers in dem Querschnitt Ω, u_1 die Geschwindigkeit im Querschnitt $\Omega_1 \, k_1$, Q die Wassermenge, welche per 1 Sekunde durch die Röhre fliesst, so hat man

$$Q = \Omega \, u = \Omega_1 \, k_1 \, u_1 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Da nun das Wasser plötzlich aus der Geschwindigkeit u_1 in die Geschwindigkeit u übergeht, demnach plötzlich eine Geschwindigkeit $u_1 - u$ verliert, so entsteht ähnlich, wie bei dem Stoss unelastischer Körper ein Verlust an lebendiger Kraft, welcher der in jeder Sekunde stossenden Masse $1000 \frac{Q}{2 \, g}$ und dem Quadrat $(u_1 - v)^2$ der verlornen Geschwindigkeit entspricht (Prinzipien Seite 98), die daher durch

$$1000 \frac{Q}{2 \, g} (u_1 - v)^2$$

ausgedrückt werden kann. Nennt man z den Gefällverlust, welcher diesem Verlust an lebendiger Kraft entspricht, so hat man

$$1000 \, Q \, z = 1000 \frac{Q}{2 \, g} (u_1 - v)^2 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Setzt man für u_1 seinen aus (1) folgenden Werth $u \frac{\Omega}{\Omega_1 \, k_1}$, so erhält man aus (2)

$$z = \frac{u^2}{2 \, g} \left(\frac{\Omega}{\Omega_1 \, k_1} - 1 \right)^2 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

Es seien ferner für eine röhrenförmige Verengung, Fig. 7, Tafel II., $\Omega \; \Omega_1 \; \Omega_2$ die Querschnitte der Röhrentheile, $u \; u_1 \; u_2$ die Geschwindigkeiten des Wassers in diesen Querschnitten, k_1 der Contraktionscoeffizient für den Uebergang aus Ω in Ω_1, x die Geschwindigkeit des Wassers im Querschnitt $\Omega_1 \, k_1$, so hat man zunächst:

$$Q = \Omega \, u = \Omega_1 \, u_1 = \Omega_2 \, u_2 = \Omega_1 \, k_1 \, x$$

demnach

$$u_1 = \frac{\Omega}{\Omega_1} u, \quad u_2 = \frac{\Omega}{\Omega_2} u, \quad x = \frac{\Omega}{\Omega_1 \, k_1} u \quad . \; . \; . \quad (4)$$

Nun verliert das Wasser zuerst die Geschwindigkeit $x - u_1$ und hierauf $u_1 - u_2$, der totale Verlust an lebendiger Kraft ist demnach

$$1000 \frac{Q}{2\,g} \left[(x - u_1)^2 + (u_1 - u_2)^2 \right]$$

oder mit Berücksichtigung von (1):

$$1000 \frac{Q}{2\,g} u^2 \left[\left(\frac{\Omega}{\Omega_1}\right)^2 \left(\frac{1}{k_1} - 1\right)^2 + \left(\frac{\Omega}{\Omega_1} - \frac{\Omega}{\Omega_2}\right)^2 \right]$$

Dieser Verlust ist aber auch gleich $1000\,Q\,z$, wenn z den Gefällverlust bezeichnet, daher hat man:

$$z = \frac{u^2}{2\,g} \left[\left(\frac{\Omega}{\Omega_1}\right)^2 \left(\frac{1}{k_1} - 1\right)^2 + \left(\frac{\Omega}{\Omega_1} - \frac{\Omega}{\Omega_2}\right)^2 \right] \quad . \; . \; . \; (5)$$

Eine Röhrenerweiterung, Fig. 8, Tafel II., verursacht, wie eine Röhrenverengung an zwei Stellen Verluste an lebendiger Kraft. Es ist in diesem Falle zunächst

$$Q = \Omega\,u = \Omega_1\,u_1 = \Omega_2\,u_2 = \Omega_2\,k_2\,x$$

demnach

$$u_1 = \frac{\Omega}{\Omega_1} u, \quad u_2 = \frac{\Omega}{\Omega_2} u, \quad x = \frac{\Omega}{\Omega_2\,k_2} u \quad . \; . \; . \; . \; . \; (6)$$

Man erhält demnach in diesem Falle:

$$1000\,Q\,z = 1000 \frac{Q}{2\,g} \left[(u - u_1)^2 + (x - u_2)^2 \right]$$

oder wegen (6):

$$z = \frac{u^2}{2\,g} \left[\left(1 - \frac{\Omega}{\Omega_1}\right)^2 + \left(\frac{\Omega}{\Omega_2}\right)^2 \left(\frac{1}{k_2} - 1\right)^2 \right]$$

Alle diese Gefällverluste, welche Eckstücke, Kniestücke und Röhrenerweiterungen oder Verengungen verursachen, sind nur dann von Belang, wenn sie sich in ausgedehnten Leitungen oftmals wiederholen, was z. B. der Fall ist, wenn die Verbindungen der Röhrenstücke, aus welchen eine lange Leitung besteht, nicht sorgfältig hergestellt werden. Sehr beträchtlich kann auch dieser Widerstand werden, wenn sich an den Röhrenwänden unregelmässig geformte Krusten ansetzen, wodurch in der ganzen Leitung rasch aufeinander folgende plötzliche Querschnittsänderungen entstehen. Man sieht hieraus, wie wichtig es ist, dass eine Wasserleitung sorgfältig ausgeführt und unterhalten wird.

Nennt man Σz die Summe aller Gefällverluste, welche eine Röhrenleitung wegen Reibungen, Krümmungen und Querschnittsänderungen verursacht, H das wirklich vorhandene Gefälle, so muss man, um den wirklichen Erfolg zu berechnen, $\pm H \pm \Sigma z$ in Rechnung bringen, nämlich:

$+ H + \Sigma z$ wenn Wasser gehoben werden soll, d. h. wenn die Ausflussmündung höher liegt als die Einmündung,

$- H + \Sigma z$ wenn Wasser fortgetrieben werden soll, aber die Ausflussmündung tiefer liegt als die Einmündung,

$+ H - \Sigma z$ wenn die Ausflussöffnung um H tiefer liegt, als die Einmündung und entweder die Ausflussgeschwindigkeit oder der Druck berechnet werden soll, den das Wasser an der Ausflussöffnung hervorzubringen vermag.

ZWEITER ABSCHNITT.

Die Wasserräder.

Die hydraulischen Kraftmaschinen. Die Maschinen, welche zur Aufsammlung der in den Wasserläufen und Wasserstürzen enthaltenen Wirkungsfähigkeiten enthalten sind, werden hydraulische Kraftmaschinen genannt.

Es gibt deren eine grössere Anzahl, allein von einer allgemeinen Anwendbarkeit sind doch nur drei Arten derselben, nämlich die Wasserräder, die Turbinen und die Wassersäulenmaschinen. Wir werden uns in diesem Abschnitt mit der Theorie und dem Bau der Wasserräder, im nächsten Abschnitt mit der Theorie und dem Bau der Turbinen beschäftigen. Die Wassersäulenmaschine soll erst in der Folge in Verbindung mit den Pumpen behandelt werden, weil zwischen diesen Maschinen in theoretischer Hinsicht ein inniger Zusammenhang statt findet, so dass für beide Arten von Maschinen die gleichen Grundsätze gelten.

Die Hauptaufgabe, welche die Theorie einer Kraftmaschine zu lösen hat, besteht in der Auffindung der Bedingungen, welche erfüllt werden müssen, damit durch die Kraftmaschine die Kraftaufsammlung der in dem Motor enthaltenen Wirkungsfähigkeit möglichst vortheilhaft und möglichst vollständig erfolgen kann.

Beschreibung und Wirkungsweise der Räder.

Eintheilung der Wasserräder. Unter einem Wasserrade im weitesten Sinne des Wortes versteht man bekanntlich eine radförmige hydraulische Kraftmaschine, welche am Umfange mit einem ringförmigen System von gefässartigen Theilen versehen ist, die durch

ebene, gebrochene oder gekrümmte Flächen gebildet werden, und auf welche das Wasser durch Druck oder durch Stoss einwirkt.

Bei jedem Wasserrade sind nebst dem Rade noch folgende Theile vorhanden: a) der Zuleitungs- oder Zuflusskanal, durch welchen das Wasser bis an das Rad geleitet wird; b) die Schütze, d. h. eine schieberartige Vorrichtung, vermittelst welcher, je nach Umständen, mehr oder weniger Wasser auf das Rad geleitet werden kann; c) der Einlauf, d. h. diejenige Vorrichtung, durch welche das Wasser von der Schütze weg in das Rad geleitet wird; d) der Abfluss- oder Abzugskanal, durch welchen das Wasser von dem Rade wegfliesst, nachdem es auf dasselbe gewirkt hat.

Bei manchen Rädern kommt noch eine das Rad theilweise umgebende Fläche vor, die Kropf oder Radgerinne genannt wird, und welche die Bestimmung hat, das zu frühzeitige Austreten des Wassers aus dem Rade zu verhindern.

Die Wasserräder im weitesten Sinne des Wortes können eingetheilt werden

a. in Turbinen, bei welchen das Wasser meistens gleichzeitig auf den ganzen Umfang des Rades einwirkt, dessen Axe in der Regel eine vertikale Stellung hat;
b. in die Wasserräder im engeren Sinne des Wortes, bei welchen das Wasser gleichzeitig nur auf einen Theil des Umfanges einwirkt. Die Drehungsaxe ist bei diesen Rädern gewöhnlich horizontal.

Die Wasserräder im engeren Sinne des Wortes, welche wir dem in der Praxis üblichen Sprachgebrauch gemäss „Wasserräder" schlechthin nennen wollen, sind der Gegenstand dieses Abschnittes.

Diese Wasserräder können eingetheilt werden:

1) Nach der Wirkungsweise des Wassers im Allgemeinen in:
   a. Räder, bei welchen das Wasser durch Stoss wirkt;
   b. Räder, bei welchen das Wasser theils durch Stoss, theils durch Druck wirkt;
   c. Räder, bei welchen das Wasser durch seine lebendige Kraft ohne Stoss wirkt.
2) Nach der Höhe des Punktes, in welchem das Wasser in das Rad eintritt, in:
   a. unterschlächtige Räder, wenn das Wasser am unteren Theile des Rades in dasselbe eintritt, und daselbst durch Stoss wirksam ist;
   b. mittelschlächtige Räder, wenn der Punkt, in welchem das Wasser in das Rad eintritt, genau oder ungefähr in der Höhe der Axe des Rades sich befindet;

c. oberschlächtige Räder, wenn das Wasser im Scheitel des Rades eintritt.

3) Nach der Gestalt der Gefässe, mit welchen der Umfang des Rades versehen ist, in:

a. Schaufelräder, wenn das Rad mit ebenen, radial stehenden oder mit solchen Flächen versehen ist, die hinsichtlich ihrer Form nicht viel von einer Ebene, und hinsichtlich ihrer Stellung nur wenig von der Richtung des Radius abweichen. Bei diesen Rädern soll ein Kropf oder Radgerinne vorhanden sein, damit der Austritt des Wassers aus dem Rade nicht zu frühzeitig erfolgt;

b. Kübelräder, Zellenräder, Eimerräder, wenn die Gefässe am Umfang des Rades ohne Mitwirkung eines Radgerinnes durch ein mit dem Umfang des Rades verbundenes System von Wandungen gebildet werden;

c. Räder mit krummflächigen Schaufeln, gegen welche das Wasser durch seine lebendige Kraft mit Druck wirkt.

Diese Eintheilungen, welche noch leicht vermehrt werden könnten, sind in wissenschaftlicher Hinsicht von keiner Bedeutnng, denn es lassen sich keine scharfen Grenzen für die einzelnen, in einander mehr oder weniger übergehenden Anordnungen angeben. In praktischer Hinsicht haben jedoch diese Benennungen insofern einigen Werth, als durch dieselben so ziemlich die Bauart der Räder im Wesentlichen bezeichnet wird.

Beschreibung der Wasserräder. Es ist eine Eigenthümlichkeit der Wasserräder, dass jede besondere Anordnung derselben nur für gewisse Wasserkräfte anwendbar ist. Um daher die verschiedenen Wasserkräfte, welche in der Praxis vorkommen, durch Wasserräder auf eine einigermassen befriedigende Weise benutzen zu können, ist eine ganze Reihe von Anordnungen nothwendig, die in einem solchen Verhältnisse zu einander stehen, dass die Anwendbarkeit einer jeden Anordnung da beginnt, wo die Anwendbarkeit der zunächst vorhergehenden Anordnung aufhört.

Es ist nun zunächst nothwendig, das Wesentlichste über die Einrichtung dieser verschiedenen Anordnungen, so wie auch die Wirkungsart des Wassers bei denselben im Allgemeinen anzugeben.

a. Das unterschlächtige Rad. Fig. 1, Tafel III. Diese Anordnung findet man bei ganz kleinen Gefällen zum Betriebe von Mühlen, Sägen etc. angewendet. Das Rad hat in der Regel ebene, radial gestellte Schaufelflächen, und läuft in einem Kanale, der durch eine horizontale oder schwach geneigte Bodenfläche a b c und durch

vertikale Seitenwände gebildet wird. Vor dem Rade befindet sich ein in den Kanal eingepasster, vertikal oder schief stehender Schieber d (die Schütze), vermittelst welcher mehr oder weniger Wasser aus dem Zuflusskanal auf das Rad geleitet werden kann. Dem Rade folgt der Abflusskanal mit schwach geneigtem Boden c e. Das Wasser tritt bei d aus der Schützenöffnung, strömt gegen das Rad, stösst gegen die Schaufeln desselben und fliesst dann im Abzugskanal fort. Fig. 4, Tafel V. ist ein kleines unterschlächtiges Rad für grössere Gefälle. Derlei Räder findet man häufig in Gebirgsgegenden angewendet.

b. Das Kropfrad. Fig. 2, Tafel III. Das Rad ist bei dieser Anordnung wie bei der unter a. beschriebenen. Das Gerinne, welches das Wasser durchströmt, besteht aus vier Theilen. Der Theil a b ist das Ende des Zuleitungskanales; der convexe Theil b c bildet den Einlauf. Der concave Theil c d, welcher dem Umfang des Rades folgt, heisst das Radgerinne oder der Radmantel und hat die Bestimmung, das zu frühzeitige Austreten des Wassers zu verhindern. Der Theil d e endlich ist der Anfang des Abzugskanals.

Das Wasser wird vermittelst einer Schütze f g in grösseren oder kleineren Quantitäten aus dem Zuflusskanal gegen das Rad geleitet, erreicht ungefähr in dem Punkte c die Schaufeln, stösst daselbst gegen dieselben und wirkt sodann bis zu dem tiefsten Punkt d herab durch sein Gewicht. Die Wirkung des Wassers erfolgt also theils durch Stoss, theils durch Druck.

Die gekrümmten Theile b c und c d können bei c entweder tangirend oder unter einem Winkel an einander gefügt sein. Im ersteren Falle nennen wir das Gerinne ein „ungebrochenes“, im letzteren dagegen ein „gebrochenes“ Kropfgerinne.

c. Das Schaufelrad mit Ueberfalleinlauf. Fig. 3, Tafel III. Diese Anordnung, welche bei mittleren Gefällen und nicht zu grossen Wassermengen anwendbar ist, unterscheidet sich von der vorhergehenden durch die Schütze und durch den Einlauf. Der Zuflusskanal a b endigt hier mit einer Wand b c und das Rad ist von c bis d mit einem Mantel umgeben. Die Schütze f g, welche durch eine geeignete Vorrichtung längs der Wand b c auf und nieder bewegt werden kann, besteht aus einem Schieber mit schnabelförmiger Leitfläche, über welche das Wasser in das Rad hineinfliesst. Die Schütze ist also ein verstellbarer Ueberfall. Das Wasser wirkt hier grösstentheils nur durch sein Gewicht, mit welchem es von c bis d herab auf die Schaufeln drückt.

d. Das Schaufelrad mit Coulisseneinlauf. Fig. 1, Tafel IV. Diese Anordnung unterscheidet sich von der vorhergehenden nur durch die

Schütze und durch den Einlauf. Der Zuflusskanal endiget hier ebenfalls mit einer Wand b c, in dieser ist aber der ganzen Breite des Kanales nach eine Oeffnung angebracht, in welche gekrümmte, zur Leitung des Wassers dienende Blechflächen (Coulissen) eingesetzt sind. Die Schütze f g ist ein längs der Wand b c verschiebbarer Schieber, vermittelst welchem der Wasserzufluss regulirt werden kann. Die Axe des Rades befindet sich ungefähr in der Höhe des Wasserspiegels im Zuflusskanal. Die Wirkungsweise des Wassers ist wie bei der vorhergehenden Anordnung.

e. Das rückschlächtige Zellenrad mit Coulisseneinlauf. Fig. 2, Tafel IV. Bei dieser Anordnung, welche für grössere Gefälle und Wassermengen brauchbar ist, tritt dss Wasser oberhalb der Axe des Rades in dasselbe ein. Schütze, Einlauf und Gerinne haben eine ähnliche Einrichtung wie bei der vorhergehenden Anordnung. Das Rad ist aber an seinem Umfange nicht mit Schaufeln, sondern mit Zellen, d. h. mit kübelartigen Gefässen versehen, welche durch zwei ringförmige Radkränze a, durch den Radboden b, und durch die eingesetzten Wände c und d gebildet werden. Das Wasser fliesst über die obere Kante der Schütze in die durch die Coulissen des Einlaufes gebildeten Kanäle, wird durch die Leitflächen in die Kübel geleitet, übt daselbst zuerst einen Stoss aus und wirkt dann durch sein Gewicht bis an den tiefsten Punkt des Rades herab. Der Radmantel ist zwar bei dieser Anordnung nicht durchaus nothwendig, allein es wird sich in der Folge zeigen, dass eine für den Effekt günstige Konstruktion die Anwendung dieses Mantels bedingt.

f. Das oberschlächtige Rad. Bei dieser Anordnung, welche für grössere Gefälle bei grösseren oder kleineren Wassermengen anwendbar ist, gelangt das Wasser in einem Kanal nach dem Scheitel des an seinem Umfange mit kübelartigen Gefässen versehenen Rades, stürzt in dasselbe hinein, wobei es einen Stoss ausübt, und wirkt dann bis gegen den tiefsten Punkt herab durch sein Gewicht. Fig. 3, Tafel V. ist ein kleines, Fig. 2 ein grösseres oberschlächtiges Rad.

g. Das *Poncelet*'sche Rad. Fig. 1, Tafel V. *Poncelet* ist durch ein gründliches Studium über die Ursachen der Unvollkommenheiten der im Vorhergehenden beschriebenen älteren Arten von Wasserrädern zu einer Anordnung geführt worden, welche zwar nach ihrer äussern Form mit den älteren Rädern Aehnlichkeit hat, allein nach der Art, wie bei derselben das Wasser wirkt, eine Annäherung an die Turbinen genannt werden kann. Bei den älteren Wasserrädern wirkt nämlich das Wasser, wie schon gesagt wurde, entweder blos durch Stoss, oder theils durch Stoss, theils durch

Druck und besitzt in der Regel, nachdem es das Rad verlassen hat, noch eine beträchtliche Wirkungsfähigkeit. Dem Rade von *Poncelet* und den Turbinen liegt dagegen der Gedanke zu Grunde, dass für eine vortheilhafte Benutzung der Wasserkräfte das Wasser ohne Stoss in das Rad eintreten, mit kontinuirlichem Druck auf dasselbe einwirken, und zuletzt ohne Geschwindigkeit austreten solle. Beide Anordnungen beruhen also auf dem gleichen Grundgedanken, unterscheiden sich aber dadurch, dass bei ersterem das Wasser gleichzeitig nur auf einen Theil des Radumfanges einwirkt, und in den Schaufelkanälen auf und nieder gleitet, bei der letzteren hingegen gleichzeitig auf alle Schaufeln wirkt und die Kanäle nur einmal durchströmt.

Die Anordnung von *Poncelet* hat im Wesentlichen folgende Einrichtung. Das Rad ist am Umfange mit gekrümmten Flächen versehen, die am besten von Eisenblech, in manchen Fällen aber auch von Holz hergestellt werden können. Diese Schaufelflächen können ähnlich wie bei einem Kübelrade an ringförmige Seitengetäfer oder ähnlich wie bei den Schaufelrädern an kleine Arme (Schaufelarme, Kegel), die von Felgenkränzen ausgehen, befestigt werden. Die Seitengetäfer oder Kegelkränze sind durch Armwerke mit der Radwelle verbunden. Das Rad hat an seinem inneren Umfange keinen Boden, sondern ist ganz offen. Das Gerinne hat ungefähr die Einrichtung, wie bei einem unterschlächtigen Rade. Der Boden des Zuflusskanals a b läuft mit schwachem Gefälle tangirend gegen den tiefsten Punkt b des Rades hin, und geht daselbst durch einen rapiden Abfall in den Abflusskanal über, welcher ebenfalls ein schwaches Gefälle hat. Wenn das Rad mit Kegelkränzen gebaut ist, bilden die Seitenwände der Kanäle zwei parallel fortlaufende vertikale Ebenen. Ist es aber mit Seitengetäfern gebaut, wie ein Kübelrad, so ist die Breite des Zuflusskanals bis an den Umfang des Rades hin etwas schmäler als der innere, und der Abzugskanal etwas breiter als der äussere Abstand der Seitengetäfer. Die Schütze d e wird durch einen ebenen Schieber gebildet, der in schiefer Richtung (45 bis 60 Grad gegen den Horizont geneigt) vor dem Rade in der Nähe desselben angebracht ist, und durch einen Aufzugsmechanismus auf und nieder bewegt werden kann.

Das Wasser tritt, wenn die Schaufelstellung und die Geschwindigkeit des Rades gehörig gewählt sind, ohne Stoss in das Rad ein, gleitet an den Schaufeln mit abnehmender Geschwindigkeit hinauf, sodann mit zunehmender Geschwindigkeit herab, und tritt zuletzt ohne merkliche absolute Geschwindigkeit aus dem Rade aus. Während des Auf- und Niedergleitens wirkt das Wasser fortwäh-

rend pressend gegen die krummen Schaufeln und gibt auf diese Weise die Wirkung, welche unmittelbar vor seinem Eintritt in ihm enthalten war, an das Rad ab.

Effekt-Berechnung der Räder.

Aufzählung der Effektverluste. Die Berechnung des Nutzeffektes, welchen die Wasserräder entwickeln, wenn auf dieselben bei einem gewissen Gefälle eine gewisse Wassermenge einwirkt, ist vorzugsweise von Wichtigkeit, wenn entweder die Leistungen eines bereits bestehenden Rades ausgemittelt, oder wenn die zweckmässigsten Dimensionen eines zu erbauenden Rades bestimmt werden sollen. Der Nutzeffekt braucht nicht für alle Zwecke mit dem gleichen Grad von Genauigkeit bestimmt zu werden; in manchen Fällen genügt eine ungefähre Schätzung desselben, wobei man nur allein den absoluten Effekt der Wasserkraft und die Konstruktionsart des Rades im Allgemeinen berücksichtiget. In andern Fällen erfordert es der Zweck, dass von den Konstruktionselementen des Rades wenigstens diejenigen genauer berücksichtiget werden, welche auf den Effekt vorzugsweise Einfluss haben. Endlich gibt es Fälle, in denen es nothwendig oder wenigstens wünschenswerth ist, den Effekt so genau als nur immer möglich ist, berechnen zu können, um den Einfluss eines jeden Konstruktionselementes auf den Effekt kennen zu lernen. Diese genauere Kenntniss des Nutzeffektes ist insbesondere von Wichtigkeit, wenn es sich darum handelt, die vortheilhaftesten Konstruktionsverhältnisse für ein zu erbauendes Rad kennen zu lernen, welches mit einer möglichst kleinen Wasserkraft einen bestimmten Nutzeffekt oder mit einer gegebenen Wasserkraft den grösstmöglichsten Nutzeffekt zu entwickeln im Stande sein soll.

Das zweckmässigste Verfahren zur Bestimmung des Nutzeffektes besteht darin, dass man alle vorkommenden Effektverluste zu bestimmen sucht, und sodann deren Summe von dem absoluten Effekt der Wasserkraft abzieht; diese Differenz ist dann der gesuchte Nutzeffekt. Wir werden uns erst in dem folgenden Abschnitte mit der genaueren Berechnung dieser Effektverluste beschäftigen; vorläufig wollen wir suchen, dieselben, so weit es möglich ist, ohne Anwendung von analytischen Hilfsmitteln aus unmittelbarer Anschauung kennen zu lernen.

Die verschiedenen Effektverluste, welche bei den Wasserrädern vorkommen, entstehen:

1. durch die Art, wie das Wasser in die Räder eintritt;

2. durch die unregelmässige Bewegung des Wassers, während es im Rade verweilt;
3. durch das zu frühzeitige Austreten des Wassers aus dem Rade;
4. durch die Art, wie dasjenige Wasser austritt, welches den tiefsten Punkt des Rades erreicht;
5. durch die Reibung des Wassers am Gerinne bei Rädern, die ein Gerinne haben;
6. durch den Luftwiderstand;
7. durch die Zapfenreibung;
8. durch die Unvollkommenheiten des Baues.

Wie schon oben gesagt wurde, wollen wir zunächst versuchen, diese Effektverluste möglichst genau ohne Rechnung kennen zu lernen.

Eintritt des Wassers in das Rad. Bei dem Eintritt des Wassers in das Rad entstehen Effektverluste, 1. wenn das Wasser gegen die Schaufeln oder Zellen, oder gegen das darin befindliche Wasser stösst; 2. wenn die in dem Schaufelraume enthaltene Luft dem Eintritt des Wassers hinderlich ist; 3) wenn Wasser verschüttet oder verspritzt wird.

Betrachten wir zuerst den Eintritt eines einzelnen Wassertheilchens bei einem mit Kübeln versehenen Rade.

In dem Augenblicke, wo ein Wassertheilchen bei a, Fig. 9, Tafel II., am Umfange des Rades eintritt, befinde sich eine Zelle, die bereits Wasser enthält, in der Position b c d. Während das Theilchen seine Bahn von a an weiter verfolgt, geht die Zelle tiefer herab, und nach Verlauf einer gewissen Zeit, in welcher die Zelle aus der Position b c d in die Position b_1 c_1 d_1 gelangt, erreiche das Theilchen bei e die Oberfläche des in der Zelle enthaltenen Wassers, von welchem wir annehmen wollen, dass es keine relative Bewegung gegen die Zellenwände habe, sondern diesen ruhig folge. Die absolute Geschwindigkeit, mit welcher das Theilchen bei e nach der Richtung seiner Bahn ankommt, ist nach bekannten Grundsätzen eben so gross, als die Geschwindigkeit, welche ein Körper erlangen würde, welcher von der Oberfläche des Wassers im Zuflusskanale bis zur Tiefe des Punktes e frei herabfiele. Weil wir annehmen, das in der Zelle enthaltene Wasser habe keine relative Bewegung gegen die Zelle, so ist die absolute Geschwindigkeit jedes in der Zelle befindlichen Theilchens nahe gleich der Umfangsgeschwindigkeit des Rades. Zerlegt man die absolute Geschwindigkeit e f des Theilchens in zwei Geschwindigkeiten e g und e h, von welchen die erstere der Richtung und Grösse nach mit der absoluten Geschwin-

digkeit des in der Zelle enthaltenen Wassers übereinstimmt, so ist klar, dass $e\,h$ die relative Geschwindigkeit ausdrückt, mit welcher das bei e angekommene Theilchen dem Wasser begegnet. Nehmen wir an, diese relative Geschwindigkeit $e\,h$ verschwinde durch den Stoss, das Theilchen habe also nach dem Stoss nur noch die Geschwindigkeit $e\,g$, und folge mit dieser der Wassermasse. Unter dieser Voraussetzung ist nach dem Prinzipe von *Carnot* die lebendige Kraft, welche der relativen Geschwindigkeit $\overline{e\,h}$ entspricht, für die Wirkung auf das Rad verloren. Diese lebendige Kraft kann man ausdrücken durch das Produkt aus der Masse des Theilchens in das Quadrat von $\overline{e\,h}$ oder durch das Gewicht des Theilchens in die Gefällhöhe, welche der relativen Geschwindigkeit $\overline{e\,h}$ entspricht, d. h. in die Höhe, durch welche ein Körper frei herabfallen müsste, um eine Geschwindigkeit $= \overline{e\,h}$ zu erlangen. Man kann nun beweisen, dass diese Gefällshöhe gleich ist der Summe aus der Gefällshöhe, welche der relativen Geschwindigkeit entspricht, die das Theilchen in dem Momente besass, als es bei a in das Rad eintrat, und der Tiefe, in der sich in diesem Augenblick der Wasserspiegel $m\,n$ unter dem Punkt a befand.

Nennen wir, nicht um zu rechnen, sondern um die Sprache abzukürzen

h die Gefällshöhe, welche der relativen Eintrittsgeschwindigkeit entspricht,

x den Vertikalabstand der Punkte a und b,

k den Vertikalabstand der Punkte b und c,

y die Höhe des Wasserspiegels über dem Punkt c,

so ist nach dem ausgesprochenen Satze

$$h + k + x - y$$

gleich der Gefällshöhe, welche durch den stossweisen Eintritt des Theilchens in das Rad für die Wirkung auf dasselbe verloren geht.

Denken wir uns nun, dass eine Reihenfolge von Wassertheilchen bei a eintrete, ferner eine bewegliche Zelle, welche anfänglich leer ist und die nacheinander eintretenden Theilchen allmälig aufnimmt; so ist klar, dass eine Zelle alle diejenigen Theile aufnehmen wird, welche in dem Punkte a ankommen, während die Kante b von a an um eine Theilung niedergeht. Die Höhe h hat für alle diese Theilchen den gleichen Werth. Die Höhe k ändert sich zwar, während der Bewegung der Zelle, allein diese Veränderung ist für die Bewegung durch eine Theilung so klein, dass sie gar keine Berücksichtigung verdient; wir können daher k als eine

konstante Höhe ansehen. Die Höhen x und y nehmen für die nacheinander bei a eintretenden Theilchen fortwährend zu, und in der Regel wächst x mehr als y, so dass der Wasserspiegel in der Zelle gegen den Boden derselben steigt, aber gleichwohl gegen den Wasserspiegel im Zuflusskanal fortwährend sinkt.

Aus dem so eben Gesagten geht hervor, dass im Allgemeinen jedem einzelnen Wassertheilchen ein besonderer Gefällverlust entspricht, und dass dieser für die nach einander eintretenden Theilchen fortwährend zunimmt. Für das zuerst eintretende Theilchen ist $x = o$ und $y = o$, für das zuletzt eintretende Theilchen ist x gleich dem Vertikalabstande des Punktes a von einem um eine Zellentheilung von a nach abwärts entfernten Punkte, und y ist die Höhe des Wasserspiegels $m\ n$ über dem Punkt c nach beendigter Füllung. Um nun den mittleren Gefällsverlust für alle in eine Zelle eintretenden Wassertheilchen zu erhalten, muss man in der Summe

$$h + k + x - y$$

statt der speziellen Werthe von x und y die mittleren Werthe dieser Grössen substituiren.

Nun ist aber offenbar der mittlere Werth von x halb so gross, als die Tiefe, in der sich der Punkt b unter dem Punkte a befindet, wenn b von a um eine Zellentheilung entfernt ist, und der mittlere Werth von y ist gleich der Höhe des Schwerpunktes der in der Zelle nach beendigter Füllung enthaltenen Wassermasse über dem Punkt c. Hieraus ergibt sich nun zur Bestimmung des Gefällverlustes, welcher durch den stossweisen Eintritt des Wassers entsteht, folgende konstruktive Regel:

Man messe die Tiefe $\overline{l\ m}$ des Eintrittspunktes a, Fig. 10, Tafel II., unter dem Spiegel $\overline{q\ r}$ des Wassers im Zuflusskanale, berechne durch $\sqrt{2\ g\ \overline{l\ m}}$ die absolute Geschwindigkeit, mit welcher jedes Theilchen bei a ankommt, ziehe durch a eine Tangente an den Strahl und mache $\overline{a\ g} = \sqrt{2\ g\ \overline{l\ m}}$. Sodann ziehe man durch a eine Tangente an den Radumfang und mache $\overline{a\ e}$ gleich der Umfangsgeschwindigkeit des Rades. Vollendet man hierauf das Parallelogramm $a\,e\,f\,g$ und zieht die Diagonale, so ist $\overline{a\ f}$ die relative Eintrittsgeschwindigkeit des Wassers, und zwar sowohl der Grösse, als der Richtung nach. Dieser Geschwindigkeit $\overline{a\ f}$ entspricht die Gefällshöhe

$$\frac{\overline{a\ f}^{\,2}}{2\ g}$$

und dies ist der erste Bestandtheil h von dem zu berechnenden Gefällverlust.

Nun mache man $\overline{a\,b}$ gleich einer Zellentheilung, zeichne die Zelle b c d und ihren Wasserinhalt, bestimme den Schwerpunkt i desselben und fälle von a, b, i, c auf die durch l gezogene Vertikallinie die Perpendikel a m, b n, i o, c p. Ist dies geschehen, so findet man den Gefällverlust, welcher durch den stossweisen Eintritt entsteht, durch

$$\frac{\overline{a\,f}^{\,2}}{2\,g} + \frac{1}{2}\,\overline{m\,n} + \overline{n\,o} \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

oder auch durch:

$$\frac{\overline{a\,f}^{\,2}}{2\,g} + \frac{1}{2}\,\overline{m\,n} + \overline{n\,p} - \overline{o\,p} \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Die Regel (1) ist am bequemsten zur konstruktiven Bestimmung des Gefällverlustes, welcher irgend einem Rade entspricht. Die Regel (2) ist am geeignetsten zur Beurtheilung der Umstände, welche für den Eintritt günstig oder ungünstig sind. Multiplizirt man diesen Gefällsverlust mit dem Gewichte der in jeder Sekunde in das Rad eintretenden Wassermenge, so erhält man den in Kilog.-Metres ausgedrückten Effektverlust, welcher durch den stossweisen Eintritt des Wassers entsteht. Dividirt man dagegen jenen Gefällverlust durch das totale Gefälle, so erhält man das Verhältniss zwischen dem Effektverlust, welcher durch den stossweisen Eintritt des Wassers entsteht und dem absoluten Effekt der Wasserkraft.

In der Wirklichkeit hat der in das Rad eintretende Wasserkörper immer eine gewisse Dicke. Wollte man den Einfluss dieser Dicke ganz genau berücksichtigen, so müsste man den ganzen Wasserkörper in dünne Schichten theilen, dann auf jede derselben die oben aufgestellte Regel anwenden und dann das arithmetische Mittel aus den für alle Schichten aufgefundenen Resultaten aufsuchen. Dieses Verfahren ist aber ungemein weitläufig, daher nicht zu empfehlen.

Für alle praktischen Berechnungen reicht es vollkommen hin, wenn man die Dicke der Schichte dadurch berücksichtiget, indem man die aufgestellte Regel (1) oder (2) auf den mittleren Wasserfaden des eintretenden Strahles anwendet.

Die relative Geschwindigkeit $\overline{a\,f}$ wird man in allen Fällen leicht und zuverlässig bestimmen, wenn man sich an die Regel hält, welche zur Verzeichnung des Parallelogramms a e f g angegeben wurde.

In der Bestimmung der Höhen $\overline{mn}$ und $\overline{no}$ dagegen könnte man vielleicht manchmal Schwierigkeiten finden, insbesondere in der letzteren, weil diese manchmal negativ ausfällt. Um diese Schwierigkeiten zu heben, dienen die Figuren 11 bis 15, Tafel II., und die folgenden Vorschriften.

Nennt man die relative Eintrittsgeschwindigkeit $af = V_r$, so findet man den Effektverlust, welcher durch den stossweisen Eintritt entsteht, nach folgenden Regeln:

1. Bei dem unterschlächtigen Rade:

$$\frac{V_r^2}{2g}$$

2. Bei dem Kropfrade, Fig. 11:

$$\frac{V_r^2}{2g} + \frac{1}{2}\overline{mn} - \overline{no} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

3. Bei dem Schaufelrade mit Ueberfall-Einlauf, Fig. 12:

$$\frac{V_r^2}{2g} + \frac{1}{2}\overline{mn} - \overline{no} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

4. Bei dem Rad mit Coulissen-Einlauf, Fig. 13:

$$\frac{V_r^2}{2g} + \frac{1}{2}\overline{mn} - \overline{no} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

5. Bei dem rückschlächtigen Zellenrad, Fig. 14:

$$\frac{V_r^2}{2g} + \frac{1}{2}\overline{mn} + \overline{no} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

6. Bei dem oberschlächtigen Rade, Fig. 15:

$$\frac{V_r^2}{2g} + \frac{1}{2}\overline{mn} + \overline{no} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Die Ausdrücke 1 bis 7 geben nicht nur die Grösse des Gefällverlustes an, sondern, was wichtiger ist, sie belehren uns auch vollständig über die Umstände, von welchen diese Verluste abhängen, wenn wir die einzelnen Glieder des Ausdruckes (2) der Reihe nach in's Auge fassen.

Das erste Glied $\frac{\overline{af}^2}{2g}$ zeigt zunächst, dass es hinsichtlich des Effektverlustes, der durch den stossweisen Eintritt des Wassers entsteht, gut ist, wenn die relative Eintrittsgeschwindigkeit möglichst klein ausfällt. Tritt das Wasser nach tangentialer Richtung und mit einer absoluten Geschwindigkeit ein, die mit jener des Radumfanges übereinstimmt, so ist die relative Eintrittsgeschwindigkeit und mithin auch der Verlust wegen des Gliedes $\frac{\overline{af}^2}{2g}$ gleich Null. Wenn das Wasser nach tangentialer Richtung mit einer absoluten Geschwindigkeit eintritt, die halb so gross ist, als die des Radumfanges, so ist die relative Eintrittsgeschwindigkeit halb so gross, als die absolute, und der Gefällverlust wegen $\frac{\overline{af}^2}{2g}$ ist dann gleich dem vierten Theil der Tiefe des Eintrittspunktes a unter dem Spiegel des Zuflusskanales.

Das zweite Glied $\frac{1}{2}\,\overline{mn}$ richtet sich nach der Grösse der Theilung und nach dem Orte, in welchem der Eintritt erfolgt. Je kleiner die Schaufeltheilung ist und je höher über der Axe des Rades oder je tiefer unter derselben das Wasser eintritt, desto kleiner wird der schädliche Einfluss der Schaufeltheilung; denn desto kleiner wird der Werth von $\frac{1}{2}\,\overline{mn}$.

Hinsichtlich des Eintritts ist daher die Schaufeltheilung bei den unterschlächtigen und bei den oberschlächtigen Rädern von sehr geringem, bei allen mittelschlächtigen Rädern dagegen von bedeutendem Einfluss auf den Nutzeffekt, denn der Werth von $\frac{1}{2}\,\overline{mn}$ ist da gleich der Hälfte einer Schaufeltheilung.

Das dritte Glied $\overline{np}$ belehrt uns, dass hinsichtlich des Wassereintrittes die Schaufeln den Zellen vorzuziehen sind, denn für die ersteren ist $\overline{np} = 0$. Dass ferner tiefe Zellen nachtheiliger sind, als seichte, dass endlich die Zellentiefe (nach dem Umfange des Rades gemessen) vorzugsweise dann einen namhaften Verlust verursacht, wenn das Wasser ungefähr in der Höhe der Welle des Rades eintritt. Tiefe Zellen sind also hinsichtlich des Eintrittes bei oberschlächtigen und bei unterschlächtigen Rädern (wo sie jedoch nie angewendet werden) von weit geringerem Nachtheile, als bei dem rückschlächtigen Rade, weil bei diesem die äussere Zellenwand, da wo das Wasser eintritt, ungefähr vertikal zu stehen kommt.

Das vierte Glied fällt bei Schaufelrädern immer kleiner aus, als bei Zellenrädern, wodurch der Nachtheil der Zellentiefe wiederum theilweise compensirt wird, aber nur theilweise, denn die Differenz $\overline{np} - \overline{op} = \overline{no}$ fällt bei Schaufelrädern negativ aus, während sie bei Zellenrädern positiv ist.

Bei stark gefüllten Rädern liegt der Schwerpunkt der in den Zellen enthaltenen Wassermasse immer höher, als bei schwach gefüllten; eine starke Füllung ist daher hinsichtlich des Verlustes, der durch den stossweisen Eintritt entsteht, vortheilhaft.

Im Allgemeinen fällt das Verhältniss zwischen diesem Gefällsverlust und dem totalen Gefälle, mithin auch das Verhältniss zwischen dem Effektverlust und dem absoluten Effekte bei kleineren Gefällen grösser aus, als bei grösseren Gefällen. Die Umstände, welche den Effektverlust des Eintritts vermindern, müssen daher vorzugsweise beachtet werden, wenn kleine Gefälle möglichst vortheilhaft benutzt werden sollen.

Luftgehalt der Zellen. Bei den Rädern, die am innern Umfange keinen Radboden haben, verdrängt das am äusseren Umfang eintretende Wasser, ohne einem merklichen Widerstande zu begegnen, die in den Schaufeln oder Zellenräumen enthaltene Luft und diese entweicht dann nach dem Innern des Rades. Bei den Rädern dagegen, die einen den innern Umfang ganz verschliessenden Boden haben, gibt es für die Luft keinen anderen Ausgang, als die äusseren Oeffnungen der Schaufel- oder Zellenräume, durch welche das Wasser eintritt, und wenn diese Oeffnungen durch das eintretende Wasser verschlossen werden, kann die Luft gar nicht mehr entweichen, sie wird daher, so wie sich die Zelle mehr und mehr füllt, comprimirt, wirkt auf das einströmende Wasser zurück, indem es seine Eintrittsgeschwindigkeit vermindert, oder es gar durch die Eintrittsöffnungen zurückdrängt, und dadurch können beträchtliche Effektverluste entstehen.

Die Figur 1, Tafel VI. zeigt, dass bei den Rädern mit Gerinnen die Absperrung durch den Strahl immer in dem Augenblicke beginnt, wenn eine Schaufel- oder Zellenkante a dem Strahl begegnet, und so lange fortdauert, bis die Kante durch den Strahl gegangen ist. Die Dauer der Absperrung richtet sich also nach der Dicke des Strahls und nach der Geschwindigkeit des Radumfanges. Die Stärke der Compression richtet sich theils nach der Dauer der Absperrung (weil von dieser die Wassermenge abhängt, welche die Compression bewirkt), theils nach dem Volumen eines Schaufel- oder Zellenraumes. Ist der Strahl dünne und die Geschwindigkeit

des Rades, so wie auch der Schaufelraum gross, so wird die Luft nur wenig comprimirt. Ist dagegen der Strahl dick und ist die Geschwindigkeit des Rades und der Schaufelraum klein, so wird die Luft stark comprimirt. Diese für den Eintritt des Wassers sehr hinderliche Compression der Luft kann bei den Rädern die ein Gerinne haben, fast ganz vermieden werden, wenn man für jeden Zellen- oder Schaufelraum nach der Breite des Rades hin eine Spalte b c Fig. 1, Tafel VI., von 2 bis 3 Centimeter Höhe anbringt und dadurch der Luft einen Ausweg verschafft. Man nennt dies: das Rad ventiliren.

Oberschlächtige Räder können nicht ventilirt werden, es muss also dafür gesorgt werden, dass die Luft durch die äusseren Zellenmündungen entweichen kann, während durch dieselben das Wasser eintritt. Dies verursacht viele Schwierigkeiten, die jedoch gehoben werden können, wenn die Dicke des Wasserstrahls bedeutend kleiner genommen wird, als die Schluckweite (Weite der Zellenmündung) und wenn das Wasser so in die Zelle geleitet wird, dass die relative Bahn der Wassertheilchen gegen das Rad mit der Krümmung der äusseren Zellenwand übereinstimmt. Sind diese Bedingungen erfüllt, so wird während der Füllung einer Zelle zuerst unterhalb des Strahles, sodann oberhalb und unterhalb desselben, und zuletzt oberhalb ein freier Raum für das Entweichen der Luft vorhanden sein.

Der Nachtheil, welcher entsteht, wenn durch die Luft der Eintritt des Wassers erschwert oder verhindert wird, ist bei den oberschlächtigen Rädern noch bedeutender, als bei den übrigen, denn bei den letzteren kann zwar die Stosswirkung sehr geschwächt werden, es kann aber doch kein Wasserverlust eintreten. Bei den oberschlächtigen Rädern dagegen kann das Wasser, nachdem es bis zu einer gewissen Tiefe eingetreten ist, durch die comprimirte Luft wieder zurückgetrieben und selbst aus dem Rad hinausgeschleudert werden, somit für die Wirkung auf das Rad ganz verloren gehen. Diese Erscheinung kann man bei der Mehrzahl von den bestehenden oberschlächtigen Rädern beobachten.

Austritt des Wassers. Bei allen Rädern ohne Ausnahme soll das Wasser ohne Geschwindigkeit das Rad verlassen, und die Punkte, in welchen die einzelnen Theilchen austreten, sollen nicht über dem Spiegel des Unterwassers liegen. Die Wahrheit dieses Grundsatzes ist leicht zu begreifen. Hat nämlich das Wasser im Moment seines Austrittes eine gewisse Geschwindigkeit, so besitzt es noch eine gewisse lebendige Kraft, die für die Wirkung auf das Rad verloren

geht. Erfolgt ferner der Austritt über dem Spiegel des Unterwassers, so ist die Höhe des Austrittspunktes über dem letzteren ein Gefällsverlust, denn das Wasser fällt durch diese Höhe hinab, ohne auf das Rad zu wirken. Nach diesem Grundsatze können wir nun leicht die Effektverluste beurtheilen, welche beim Austritt entstehen. Bei dieser Beurtheilung abstrahiren wir aber von dem Verlust, der entsteht, wenn das Wasser theilweise oder vollständig das Rad verlässt, bevor es den tiefsten Punkt erreicht hat. Wir denken uns also, jedes in das Rad eingetretene Theilchen trete nicht eher aus, als bis es den tiefsten Punkt erreicht hat. Unter dieser Voraussetzung verhält sich die Sache wie folgt. Wenn durch den Stoss, welcher beim Eintritt entsteht, die relative Geschwindigkeit ganz vernichtet wird (was in der Wirklichkeit nie vollständig eintritt) nehmen die Wassertheilchen nach dem Stosse die Geschwindigkeit v des Rades an und folgen demselben, bis sie das Rad verlassen. Alle Theilchen besitzen daher im Momente des Austrittes eine Geschwindigkeit v, welche mit jener des Radumfanges übereinstimmt; die lebendige Kraft, welche dieser Geschwindigkeit entspricht, geht daher verloren. Es entsteht also zunächst beim Austritt des Wassers ein Effektverlust, welcher durch das Produkt aus der in 1 Sekunde auf das Rad wirkenden Wassermasse Q in die Gefällshöhe $\frac{v^2}{2g}$, welche der Umfangsgeschwindigkeit des Wassers entspricht, gemessen wird. Dieser Verlust wächst demnach im quadratischen Verhältniss mit der Umfangsgeschwindigkeit des Rades, und könnte nur bei unendlich langsamer Geschwindigkeit desselben aufgehoben werden. Die Verluste, welche sowohl beim Eintritt als beim Austritt wegen der Geschwindigkeit des Rades entstehen, könnten daher beide zugleich nur beseitigt werden, wenn man das Rad unendlich langsam gehen und das Wasser nach tangentialer Richtung mit unendlich kleiner Geschwindigkeit eintreten liesse. Dies ist aber praktisch nicht realisirbar, weil das Rad, um diesen Bedingungen zu entsprechen, unendlich breit gemacht werden müsste. Es entsteht daher bei allen älteren Wasserrädern (von welchen gegenwärtig nur allein die Rede ist), wegen der Geschwindigkeiten des Rades und des eintretenden Wassers ein Effektverlust:

$$1000\ Q\ \frac{v^2}{2g} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Bei den Rädern, die mit einem Gerinne versehen sind, entsteht beim Austritt ferner noch ein Effektverlust, wenn der Spiegel

des Unterwassers höher oder tiefer steht als der Spiegel in der untersten Zelle, und wenn die Soole des Abzugskanals tiefer liegt, als der unterste Punkt des Rades. Von der Richtigkeit dieser Behauptung wird man sich vermittelst Tafel VI., Fig. 2, 3, 4, leicht überzeugen. Bei dem Rade Fig. 2 stehen die Wasserspiegel in der untern Zelle und im Abflusskanal gleich hoch, und die Soole des letzteren ist tangirend an dem tiefsten Punkt des Rades. Das Wasser hat hier durch sein Gewicht möglichst tief herabgewirkt, und seine Geschwindigkeit stimmt (vorausgesetzt, dass es keine relative Bewegung gegen die Schaufeln hat) genau mit jener des Wassers im Abflusskanal überein. So wie die Schaufel a in die Höhe zu gehen beginnt, schliesst sich die Wassermasse b, ohne eine Geschwindigkeitsänderung zu erleiden, an den Wasserkörper c des Abflusskanals an, und beide gehen dann weiter mit einander und mit unveränderlicher Geschwindigkeit fort, wenn das Gefälle des Kanales so gross ist, dass dadurch die Reibung der Wasserkörper b und c an der Soole und an den Wänden des Kanals überwunden wird. Bei dieser Anordnung geht also, wie man sieht, nur allein die lebendige Kraft verloren, welche der Austrittsgeschwindigkeit des Wassers entspricht.

Anders verhält es sich bei den Anordnungen Fig. 3 und 4. Bei der ersteren steht der Wasserspiegel in der Zelle über dem Unterwasser und der Boden des Abflusskanals liegt tiefer als der unterste Punkt des Rades. So wie die Schaufel a in die Höhe zu gehen beginnt, fliesst das Wasser bei d aus, hört also von diesem Augenblicke an auf, durch sein Gewicht noch tiefer herab zu wirken. Nebst der lebendigen Kraft, die das Wasser b unmittelbar vor seinem Austritt besitzt, geht also hier auch noch das Gefälle verloren, welches der Höhe des Wasserstandes in dem untersten Schaufelraum über dem Spiegel des Unterwassers entspricht.

Bei der Anordnung Fig. 4 steht der Wasserspiegel in dem untersten Schaufelraum tiefer als im Abflusskanal, und die Soole des letzteren liegt unter dem tiefsten Punkt des Rades. Hier könnte man zunächst meinen, dass an Gefälle gewonnen werde; allein so ist es nicht, denn die Wirkung, welche das Gewicht von b entwickelt, während der Spiegel von b unter jenen von c herabsinkt, wird durch den Gegendruck des Hinterwassers c gegen die Schaufel aufgehoben. So wie die Schaufel a in die Höhe zu gehen anfängt, tritt das Hinterwasser in den Schaufelraum ein, mit einer Geschwindigkeit, welche der Höhe des Spiegels von c über jenen von b entspricht, und nach einer Richtung, die der, welche die Wassermasse b besitzt, entgegengesetzt ist. Dadurch entsteht in dem

Wasser b ein unregelmässiges Durcheinanderwirbeln, die fortschreitende Bewegung der Masse b wird vernichtet, sie folgt nicht mehr freiwillig der Schaufel, sondern muss durch die Schaufel c fortgeschoben werden, um aus dem Rade hinauszukommen. Während dies geschieht, muss die Schaufel a das Wasser c vor sich wegdrängen, da es wegen der grossen Wassertiefe im Abflusskanal eine geringere Geschwindigkeit hat, als die Schaufel, und wenn das Rad etwas schnell geht, mit radial gestellten Schaufeln versehen ist und keinen sehr grossen Halbmesser hat, hebt die Schaufel a, während sie aus dem Unterwasser austritt, auch noch Wasser in die Höhe. Man sieht also, dass bei dieser Anordnung aus viererlei Ursachen Effektverlust entsteht. 1) Geht die lebendige Kraft verloren, die das Wasser b unmittelbar vor dem Augenblick besitzt, in welchem die Schaufel a in die Höhe zu gehen beginnt. 2) Muss der Wassermasse b die lebendige Kraft wieder ersetzt werden, die sie durch die unregelmässige Bewegung verliert, welche durch den Eintritt des Hinterwassers verursacht wird. 3) Muss die Schaufel a das Hinterwasser c verdrängen, ihm also lebendige Kraft mittheilen. 4) Hebt die Schaufel a Wasser in die Höhe. Hieraus ersieht man, wie nachtheilig es ist, wenn der Spiegel des Unterwassers zu hoch steht, was in Flüssen mit veränderlichen Wasserständen nur durch kostspielige Bauten vermieden werden kann. Man muss nämlich in solchen Fällen die Einrichtung treffen, dass das Rad sammt Gerinne gehoben oder gesenkt werden kann, so dass man den ganzen Bau den Veränderungen des Wasserstandes im Abflusskanal folgen lassen kann. Ist der Wasserstand im unteren Kanale nicht veränderlich, so soll man bei einem neu zu erbauenden Rade jederzeit die Anordnung Fig. 2 wählen.

Die oberschlächtigen Räder hängen gewöhnlich etwas über dem Spiegel des Unterwassers, was man „freihängen“ nennt, manchmal tauchen sie auch in das Unterwasser ein. Im ersteren Falle geht die Höhe des untersten Radpunktes über den Spiegel des Unterwassers verloren. Im zweiten Falle werden die Zellen, nachdem sie sich beim Niedergange allmählig entleert haben, während des Durchganges durch das Unterwasser wiederum theilweise gefüllt, und ziehen, wie man sich auszudrücken pflegt, Wasser mit in die Höhe, was mit Kraftverlust verbunden ist.

Bei dem *Poncelet-Rade* ist der Austritt des Wassers mit Effektverlust verbunden, wenn derselbe über dem Spiegel des Unterwassers und mit Geschwindigkeit erfolgt. Das erstere tritt ein, wenn der Halbmesser des Rades zu klein und die Krümmung der Schaufeln zu schwach ist, das letztere, wenn die Umfangsgeschwin-

digkeit des Rades merklich grösser oder kleiner ist als die Hälfte der Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser das Rad erreicht.

Wasserverluste. Um diese Verluste genauer kennen zu lernen, ist es nothwendig, das unterschlächtige Rad, die Räder mit Kreisgerinnen und das oberschlächtige Rad besonders zu betrachten.

Die unterschlächtigen Räder haben gewöhnlich ein geradlinig fortlaufendes Gerinne (Schnurgerinne), in welchem die Schaufeln 3 bis 4 Centimeter Spielraum haben. Indem nun das Wasser auf der Bahn des Gerinnes hinläuft, kommen die untern Schichten desselben schnurgerade in den Spielraum und entweichen in den Abflusskanal, ohne auf das Rad eine Wirkung hervorzubringen. Der Effektverlust, welcher dadurch entsteht, ist offenbar der entweichenden Wassermenge und dem totalen Gefälle proportional, und das Verhältniss zwischen diesem Effektverlust und dem absoluten Effekte der Wasserkraft ist gleich dem Verhältniss zwischen der entweichenden und der dem Rad zufliessenden Wassermenge, oder auch gleich dem Verhältniss zwischen der Weite des Spielraums und der Dicke der Wasserschicht vor dem Rade; beträgt dieser Spielraum $^1/_{10}$ oder $^1/_5$ von der Dicke der Wasserschicht, so gehen 10 bis 20 % von der absoluten Kraft verloren. Dieser Verlust kann fast ganz beseitigt werden, wenn man das Gerinne unter dem Rade aushöhlt, Tafel VI., Fig. 5, und das Rad in diese Aushöhlung herabsenkt, denn dann werden die untern Schichten des dem Rade zufliessenden Wassers nicht mehr direkt in den Spielraum, sondern in das Innere des Rades geleitet.

Bei dem unterschlächtigen Rade verursacht auch die Schaufeltheilung einen Wasserverlust, indem jederzeit eine gewisse Wassermenge zwischen den Schaufeln nach dem Abzugskanal gelangt, welche nur theilweise oder gar keine Geschwindigkeitsänderung erleidet. Dieser Wasserverlust wächst mit der Schaufeltheilung und mit der Geschwindigkeit des Rades, nimmt aber mit dem Halbmesser des Rades ab. Auch findet man, wenn man die Sache genau verfolgt, dass dieser Verlust bei radial stehenden Schaufeln kleiner ist als bei schief stehenden. Unterschlächtige Räder mit geradlinig fortlaufendem Gerinn sollen also wegen des Wasserverlustes, der durch die Schaufeltheilung verursacht wird, 1) einen grossen Halbmesser, 2) eine enge Schaufeltheilung, 3) radial gestellte Schaufeln, 4) einen langsamen Gang erhalten. Dieser Verlust kann aber wiederum fast ganz beseitigt werden, wenn man das Gerinne unter dem Rade aushöhlt, und in diese Aushöhlung das Rad einsenkt. Diese ausgehöhlten Gerinne schützen also gegen jeden Wasserverlust, und ge-

währen den Vortheil, dass der Halbmesser des Rades kleiner und die Schaufeltheilung grösser genommen werden kann, als bei einem geradlinigen Schnurgerinne. Was so eben von den unterschlächtigen Rädern gesagt wurde, findet auch seine Anwendung auf das Poncelet-Rad. Auch bei diesem können die Wasserverluste vermieden werden, wenn das Gerinne ausgehöhlt wird.

Bei den Rädern mit Kreisgerinnen haben die Schaufeln oder Zellen ebenfalls einen Spielraum, durch welchen aus allen denjenigen Zellen, wo der Wasserspiegel über der äusseren Zellenkante steht, Wasser entweicht und in die vorausgehende Zelle hineinfliesst, ohne während dieser Zeit auf das Rad wirken zu können. Bei den Schaufelrädern entweicht in der Regel das Wasser schon von da an, wo die Füllung geschieht. Bei den Kübelrädern dagegen beginnt das Entweichen gewöhnlich erst in bedeutender Tiefe unter dem Orte, wo die Füllung statt findet. Die Wassermengen, welche aus den verschiedenen Zellen in einem bestimmten Zeittheilchen entweichen, sind nicht gleich gross. Diese Wassèrmenge ist gewöhnlich in einiger Tiefe unter dem Punkte, in welchem das Entweichen beginnt, am grössten, und nimmt immer mehr und mehr ab, je mehr eine Zelle nach aufwärts oder nach abwärts von diesem Punkte entfernt ist. Der Unterschied dieser Wassermengen ist aber nicht sehr bedeutend, so dass wir sie für eine ungefähre Schätzung des Effektverlustes als gleich gross annehmen dürfen. Unter dieser Voraussetung ist aber klar, dass sich die Wassermenge in den einzelnen Zellen gar nicht ändert, während dieselben niedergehen, denn jede Zelle empfängt in jedem Augenblicke so viel Wasser, als sie verliert. Es ist also dann gerade so, als ob auf das Rad um so viel weniger Wasser wirkte, als durch den Spielraum einer Schaufel entweicht; der daraus entstehende Effektverlust ist daher gleich dem Produkte aus dem Gewicht der aus einer Zelle in einer Sekunde entweichenden Wassermenge in die Höhe des Punktes, in dem das Entweichen beginnt, über dem Spiegel des Unterwassers. Nennen wir zur Abkürzung der Sprache die so eben genannte Wassermenge q und die Höhe h, so ist $1000\, q\, h$ der Effektverlust. Nennen wir ferner die in einer Sekunde auf das Rad wirkende Wassermenge Q und das totale Gefälle H, so ist:

$$\frac{q}{Q}\frac{h}{H}$$

das Verhältniss zwischen dem Effektverlust und dem absoluten Effekt der Wasserkraft.

Bei den Schaufelrädern ist gewöhnlich h, Tafel VI., Fig. 6, nicht viel kleiner als H, daher $\frac{h}{H}$ nahe gleich der Einheit, und das obige Verhältniss wird dann $\frac{q}{Q}$. Bei den Kübelrädern ist jederzeit h bedeutend kleiner als H, daher hier $\frac{h}{H}$ bedeutend kleiner als Eins ausfällt. Schaufelräder sind also hinsichtlich des Wasserverlustes nachtheiliger als Kübelräder. Die Wassermenge q ist gleich dem Produkte aus dem Flächeninhalt des Spielraumes in die mittlere Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser entweicht. Nennen wir b die Breite des Rades, ε den Spielraum der Schaufel im Gerinne und z die Höhe, welche der Geschwindigkeit entspricht, mit welcher das Wasser entweicht, so ist:

$$q = \varepsilon \, b \sqrt{2 g z}$$

und der Werth von $\frac{q}{Q} \frac{h}{H}$ wird dann:

$$\varepsilon \, b \, \frac{h}{H} \, \frac{\sqrt{2 g z}}{Q} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (9)$$

Wenn die Schaufelkante, an welcher das Entweichen stattfindet, über dem Wasserspiegel der Zelle steht, nach welcher das Wasser entweicht, so ist z, Fig. 6, gleich der Höhe des Wasserspiegels in der Zelle, aus welcher das Wasser entweicht über der Kante, an welcher dies geschieht. Wenn dagegen die Kante, an welcher das Entweichen stattfindet, in das Wasser der voraus gehenden Zellen eintaucht, ist der Werth von z gleich dem Vertikalabstand der Wasserspiegel in den beiden Zellen. Annäherungsweise dürfen wir annehmen, dass in dem einen wie in dem andern Fall die Höhe z um so grösser ist, je mehr Wasser eine Zelle enthält.

Dies Alles vorausgesetzt, sind wir nun im Stande, uns eine ungefähre Vorstellung zu verschaffen, wie das Verhältniss zwischen dem Effektverlust, der durch das Entweichen des Wassers entsteht, und dem absoluten Effekt der Wasserkraft unter verschiedenen Umständen beschaffen ist. Dieses Verhältniss ist:

1. Bei Schaufelrädern grösser als bei Kübelrädern.

2. Es ist dem Spielraum proportional, daher bedeutend oder unbedeutend, je nachdem das Rad ungenau oder genau in das Gerinne eingepasst ist.

3. Es ist unter sonst gleichen Umständen bei einem eng geschaufelten Rade kleiner als bei einem weit geschaufelten, denn wenn bei zwei Rädern alles übereinstimmt bis auf die Schaufel-

theilung, wenn ferner beide gleiche Umfangsgeschwindigkeiten haben, endlich auf beide gleich grosse Wassermassen einwirken, so wird bei dem weitgeschaufelten Rade der Wasserstand z grösser sein, als bei dem enggeschaufelten. Der Wasserverlust ist also bei dem ersteren grösser als bei dem letzteren. Eine enge Schauflung ist also hinsichtlich des Wasserverlustes vortheilhaft.

4. Jenes Verhältniss ist unter sonst gleichen Umständen bei einem breiteren Rade grösser als bei einem schmäleren, denn nehmen wir z. B. zwei Räder an, von denen das eine viermal so breit ist als das andere, so wird bei dem viermal so breiten Rade die Ausflussöffnung viermal so gross, der Wasserstand z viermal so klein, die Ausflussgeschwindigkeit $\sqrt{2 g z}$ aber nur zweimal so klein, die entweichende Wassermenge also zweimal so gross sein als bei dem schmäleren Rade. Für Räder, die nicht genau ausgeführt sind, ist demnach eine grosse Breite hinsichtlich des Wasserverlustes nachtheilig.

5. Jenes Verhältniss nimmt ab, wenn die radiale Tiefe des Rades zunimmt; denn offenbar ist der Wasserstand z und folglich auch die entweichende Wassermenge bei einem tieferen Rade kleiner als bei einem seichten. Ungenau gebaute Räder sollen daher hinsichtlich des Wasserverlustes tief gemacht werden, genau gebaute können jedoch seicht gemacht werden, weil dies für den Wassereintritt vortheilhaft ist.

6. Jenes Verhältniss ist unter sonst gleichen Umständen bei einem schnell gehenden Rade kleiner als bei einem langsam gehenden, denn so wie die Geschwindigkeit eines Rades wächst, nimmt der Wasserstand z, die Ausflussgeschwindigkeit $\sqrt{2 g z}$ und die Wassermenge q ab. Ungenaue Räder sollen also hinsichtlich des Wasserverlustes schnell, genau gebaute Räder aber können langsamer gehen.

7. Endlich nimmt jenes Verhältniss ab, wenn der Wasserzufluss wächst. Wird der Wasserzufluss viermal so gross, so wird es auch der absolute Effekt der Wasserkraft, die entweichende Wassermenge wird aber dann nur zweimal so gross, weil bei vierfachem Wasserzufluss zwar die Höhe z auch viermal, die Ausflussgeschwindigkeit aber nur zweimal so gross ausfällt. Hinsichtlich des Wasserzuflusses ist es insbesondere bei ungenau gebauten Rädern gut, wenn eine grosse Wassermenge auf dieselben geleitet wird, oder mit anderen Worten, ungenaue Räder geben mit starkem Wasserzufluss einen günstigeren Effekt als mit schwachem.

Betrachten wir nun noch das oberschlächtige Rad hinsichtlich

des Wasserverlustes, der durch das allmählige Entleeren der Zellen entsteht. Weil diese Räder keine Gerinne haben, entleert sich jede Zelle, bevor sie den tiefsten Punkt des Rades erreicht. Diese Entleerung beginnt, wenn eine Zelle die Stellung a, Fig. 7, erreicht hat, in der der Spiegel des in ihr befindlichen Wassers mit der äusseren Kante zusammentrifft, und dauert bis b fort, wo die Tangente an dem äussersten Punkt der Zelle eine horizontale Stellung erreicht. Halbirt man die Entfernung a b der Punkte des Radumfangs, die dem Beginne und dem Ende der Entleerung entsprechen, und misst die Höhe $mn = h$ dieses Punktes über dem Spiegel des Unterwassers, so hat man annähernd den Gefällverlust, der durch die allmählige Entleerung entsteht, und das Verhältniss zwischen dieser Höhe und dem totalen Gefälle ist gleich dem Verhältniss zwischen dem Effektverlust und dem absoluten Effekt der Wasserkraft.

Dieses Verhältniss wird klein:

1. Wenn die Zellen, nach dem Umfang des Rades gemessen, tief gebaut sind, und wenn die äussere Wand, welche die Bestimmung hat, das Wasser in dem Rade zu erhalten, den Umfang des Rades unter einem kleinen Winkel schneidet. Dies ist für sich klar und bedarf keiner Erläuterung.

2. Wenn die Zellen des Rades nur wenig gefüllt werden; die Füllung ist aber um so schwächer, je kleiner die Wassermenge ist, welche in einer Sekunde auf das Rad wirkt, und je grösser Breite, Tiefe und Geschwindigkeit des Rades sind.

3. Wenn die Schaufeltheilung klein ist. Um dies einzusehen, denke man sich zwei Räder, auf welche gleiche Wassermengen wirken, die gleiche Geschwindigkeiten haben, und die in ihrem Bau ganz congruent sind bis auf die Zahl der Zellen, und nehmen wir an, dass eine dieser Räder habe zweimal so viel Zellen als das andere, so ist klar, dass in einer Zelle von dem Rade mit zweimal so viel Zellen nur halb so viel Wasser enthalten sein wird, als in einer Zelle des anderen Rades, dass also bei dem ersteren die Entleerung viel später beginnen wird, als bei dem letzteren, woraus der Vortheil einer engen Zellentheilung erhellet.

Bei den oberschlächtigen Rädern kommt auch die Centrifugalkraft in Betracht. Diese strebt fortwährend, die Theilchen des in den Zellen enthaltenen Wassers nach radialer Richtung hinaus zu treiben. Die Oberfläche des Wassers in den Zellen erhält dadurch eine concave, gegen die äussere Kante ansteigende, cylindrische Fläche, Fig. 8, die Entleerung muss desshalb früher beginnen, als wenn diese Oberfläche eine horizontale Ebene ist. Der Einfluss der Centrifugalkraft ist daher nachtheilig, jedoch nur bei kleinen Rädern

mit grosser Umfangsgeschwindigkeit, denn die Kraft, mit welcher jedes Theilchen nach radialer Richtung durch die Centrifugalkraft getrieben wird, ist dem Quadrat der Umfangsgeschwindigkeit direkt und dem Halbmesser des Rades verkehrt proportional. Der Einfluss der Centrifugalkraft ist daher bei grossen und langsamer gehenden Rädern ganz unmerklich, bei kleinen schnell gehenden dagegen beträchtlich.

Bewegungszustand des Rades. Die früher angegebene Berechnung des Effektverlustes, welcher durch den stossweisen Eintritt des Wassers und durch den Austritt entsteht, ist streng genommen nur dann richtig, wenn das Wasser durch den Stoss seine ganze relative Geschwindigkeit verliert; also nach dem Stosse ruhig den Schaufeln oder Zellen folgt, ohne gegen dieselben eine relative Bewegung zu haben, daher zuletzt mit einer Geschwindigkeit austritt, die mit der Umfangsgeschwindigkeit des Rades übereinstimmt. Diese Voraussetzung ist nicht ganz richtig, denn das Wasser besitzt nach dem Stosse immer noch eine gewisse relative, entweder regelmässig schwingende oder unregelmässig durch einander wirbelnde Bewegung gegen die Schaufel. Wie gross die Summe der Effektverluste ausfällt, welche beim Ein- und Austritt entstehen, wenn das Wasser, während es im Rade verweilt, einen regelmässig oscillirenden Bewegungszustand hat, hängt von sehr zusammengesetzten Verhältnissen ab und kann im Allgemeinen nicht angegeben werden. Nur so viel kann man sagen, dass jene Verluste nicht grösser ausfallen können als sie es dann sind, wenn das Wasser beim Eintritt die ganze relative Geschwindigkeit verliert, daher ruhig den Schaufeln oder Zellen folgt. Eine regelmässig oscillirende Bewegung des Wassers in den Zellen kann daher den Nutzeffekt nicht schwächen. Wohl aber ist es möglich, dass ein solcher Bewegungszustand der Gleichförmigkeit der Bewegung des Rades nachtheilig wird; wenn es sich z. B. trifft, dass gleichzeitig in einer Mehrzahl von Zellen die Richtungen, nach welchen die Wassermassen schwingen, übereinstimmen, so ist zwar der mittlere Druck, mit welchem das im Rade befindliche Wasser auf dasselbe einwirkt, eben so gross, als er ist, wenn das Wasser ruhig den Zellen folgt, allein dieser mittlere Druck ist dann nicht in jedem Augenblicke vorhanden, sondern der wirklich stattfindende Druck ist bald grösser, bald kleiner als der mittlere. Das erstere ist der Fall, während die Wassermassen abwärts, das letztere, während sie aufwärts schwingen. Man sieht also, dass in Folge dieser Schwingungen eine sehr ungleichförmige Einwirkung des Wassers auf das Rad, und folglich eine sehr ungleich-

förmige Bewegung desselben entstehen kann, was in der Regel für den Betrieb der Maschinen sehr nachtheilig ist. Bei den oberschlächtigen Rädern fällt in Folge der schwingenden Bewegungen sehr viel Wasser frühzeitig aus dem Rade, was für den Nutzeffekt nachtheilig ist und Unregelmässigkeiten in der Bewegung können auch hier eintreten.

Wenn die Wassertheilchen nach dem Stosse unregelmässig durch einander wirbeln, vernichten sie bald wechselseitig ihre Geschwindigkeiten, die Bewegung wird daher nach und nach ruhiger und verschwindet nach einiger Zeit, so dass dann das Wasser im Momente seines Austritts aus dem Rade nur mehr noch die Geschwindigkeit des Radumfanges besitzt. Es ist klar, dass in diesem Falle der Effektverlust nicht ungünstiger ausfällt, als in jenem, wenn das Wasser gleich beim Stosse seine ganze relative Geschwindigkeit verliert.

Das Endresultat dieser Betrachtungen ist also folgendes:

1. Ein unregelmässiges Durcheinanderwirbeln des Wassers hat auf den Fffekt keinen merklichen, weder günstigen noch schädlichen Einfluss.

2. Bei Rädern mit Gerinnen hat zwar ein regelmässiges Oscilliren des Wassers in den Zellen keinen nachtheiligen Einfluss auf den Effekt, wohl aber auf den Gang des Rades, denn dieser wird dadurch ungleichförmig.

3. Bei den oberschlächtigen Rädern, die kein Gerinne haben, verursacht ein regelmässiges Oscilliren des Wassers sowohl einen Effektverlust, als auch eine ungleichförmige Bewegung des Rades. Hieraus geht hervor, dass es besser ist, wenn man Alles zu vermeiden sucht, was eine regelmässig oscillirende Bewegung des Wassers veranlassen kann. Regelmässig gekrümmte Schaufeln oder Zellen soll man daher nicht anwenden, insbesondere soll der tiefere Theil der Zellen, gegen welchen das Wasser am stärksten hinschlägt, nicht abgerundet, sondern eckig gemacht werden, damit sich das Wasser gleich beim Eintritt zerschlägt.

Betrachten wir nun noch das Poncelet-Rad hinsichtlich des Zustandes, in welchem sich das Wasser befindet, während es im Rade verweilt.

Die auf und nieder oscillirende Bewegung des Wassers erfolgt in dem Falle, wenn das Volumen der Wassermenge, die in einen Schaufelraum gelangt, bedeutend kleiner ist als das Volumen des Schaufelraumes, ganz anders als wenn jene Volumina nur wenig von einander verschieden sind; wir müssen daher jeden dieser zwei Fälle besonders betrachten.

Wenn das in einen Schaufelraum gelangende Wasservolumen bedeutend kleiner ist, als das Volumen des Schaufelraumes, kann die Füllung und Entleerung eines Schaufelraumes in drei Perioden getheilt werden. In der ersten Periode, die dann anfängt, wenn die Wassertheilchen einzutreten beginnen, und so lange fortdauert, bis das zuerst eingetretene Theilchen die Höhe erreicht hat, welche seiner relativen Eintrittsgeschwindigkeit entspricht, ist nur ein aufsteigender Strom von Wassertheilchen vorhanden. Während der zweiten Periode, die mit dem Schlusse der ersten beginnt und in dem Augenblicke endigt, wenn das zuletzt in den Schaufelraum eingetretene Theilchen seine grösste Erhebung erreicht hat, sind zwei Ströme, ein aufsteigender und ein niedergehender, vorhanden. In der dritten Periode, welche sich an die zweite anschliesst, und mit dem Austritt des letzten Wassertheilchens endiget, ist nur ein niedergehender Strom von Wassertheilchen vorhanden. In der ersten Periode ist es allerdings möglich, dass die Wassertheilchen ihre aufsteigende Bewegung ohne wechselseitige Störung vollbringen. In der zweiten Periode ist dies nicht möglich, denn die gleichzeitig vorhandenen, nach entgegengesetzter Richtung gehenden Strömungen verursachen wechselseitig Störungen. In der dritten Periode könnte allerdings wiederum eine regelmässige Bewegung vorhanden sein, wenn nicht schon vorher die Unordnung begonnen hätte.

Wenn das in einen Schaufelraum eingetretene Wasservolumen nicht viel kleiner ist, als das Volumen des Schaufelrades, füllt der zunächst aufsteigende Strom den Schaufelraum der ganzen Weite nach aus, es kann sich daher ein Doppelstrom nicht bilden, weil es dazu an freiem Raum fehlt. Die ganze Zeit der Füllung und Entleerung zerfällt daher hier in zwei Perioden. In der ersten findet ein aufsteigender, in der zweiten ein niedergehender Strom statt, und in diesen Strömen haben die Theilchen fast keine relative Bewegung gegen einander, sondern die ganze Wassermasse schwingt als ein Körper an der Schaufel hinauf, bis der Schwerpunkt desselben die Höhe erreicht hat, welche der relativen Eintrittsgeschwindigkeit entspricht, schwingt dann wiederum herab und fällt aus dem Rade heraus. Die Höhe, welche dabei die einzelnen Wassertheilchen erreichen, ist also ungleich, die zuerst eingetretenen werden von dem Augenblick an, wenn sie die ihrer relativen Eintrittsgeschwindigkeit entsprechende Höhe erreicht haben, von dem nachfolgenden Wasser noch höher hinaufgehoben, die zuletzt eintretenden Theilchen dagegen erreichen nur eine geringe Höhe, weil sie durch das voraus befindliche Wasser daran verhindert werden.

Vergleicht man nun, wie die schwingende Bewegung des Wassers

in dem einen, und wie sie in dem andern Falle erfolgt, so wird man sich wohl überzeugen, dass vorzugsweise das Vorhandensein eines Doppelstromes Unregelmässigkeiten und Störungen in der Bewegung des Wassers verursacht; dass demnach bei dem Poncelet-Rade durch den Bewegungszustand des Wassers, während es im Rade verweilet, beträchtliche Verluste an lebendiger Kraft eintreten müssen, wenn das Rad nur wenig gefüllt ist. Dieses Rad soll also nur so geräumig angeordnet werden, als durchaus nöthig ist, um die Wassermasse fassen zu können, welche auf das Rad wirken soll.

Nebenhindernisse. Wasserreibung kommt bei allen Rädern vor, die mit Gerinnen versehen sind. Bei den unterschlächtigen und bei dem Poncelet-Rade gleitet das Wasser mit grosser Geschwindigkeit über den Theil des Gerinnes hin, der den Einlauf bildet, und wird durch Reibung an den Gerinnsboden und an den Wänden in seiner Bewegung etwas verzögert. Von merklichem Einfluss ist diese Reibung jedoch nur dann, wenn die Schütze, wie es bei den alten Mühlenrädern der Fall ist, in grosser Entfernung vom Rade angebracht wird. Bei den Rädern, die mit Kreisgerinnen versehen sind, stehen die in den Zellen enthaltenen Wassermassen der Mehrzahl nach mit dem Gerinne in Berührung und gleiten an demselben nieder. Der Effektverlust, welcher durch diese Reibung des Wassers am Gerinne entsteht, ist der Ausdehnung der Berührungsfläche und dem Kubus der Geschwindigkeit des Wassers proportional. Dieser Verlust ist bei Schaufelrädern grösser, als bei Kübelrädern, weil bei den ersteren die Berührungsfläche grösser ist, als bei den letzteren; ferner bei schnell gehenden Rädern grösser, als bei langsam gehenden, beträgt jedoch immer nur sehr wenig.

Durch die Adhäsion des Wassers an den Schaufeln und Zellenwänden bleibt nach erfolgter Entleerung immer einiges Wasser an dem Rade hängen und tröpfelt oder rinnt von demselben herab, während die Schaufeln in die Höhe gehen. Wenn das totale Gefälle gross ist, kann der dadurch entstehende Effektverlust nie merklich werden, wohl aber bei kleinem Gefälle, indem bei diesem die Höhe, bis zu welcher die Wassertheilchen durch die Adhäsion gehoben werden, im Vergleich zur ganzen Gefällshöhe sehr gross wird. Wenn z. B. $\frac{1}{20}$ von der Wassermenge, welche eine Zelle aufnimmt, an den Wänden hängen bleibt und bis zu 1 Meter Höhe gehoben wird, so beträgt der Verlust, wenn das Gefäll 1 Meter ist, $\frac{1}{20}$, und wenn es 5 Meter ist, nur $\frac{1}{5} \times \frac{1}{20} = \frac{1}{100}$ von dem absoluten Effekt der Wasserkraft. Der durch die Adhäsion entstehende

Effektverlust ist ferner bei einem schwach gefüllten und schnell gehenden Wasserrade grösser, als bei einem stark gefüllten und langsam gehenden, weil im ersteren Falle mehr Wasser hängen bleibt und höher gehoben wird, als im letzteren.

Die Luft, in welcher das Rad sich bewegt, leistet gegen alle sie verdrängenden Theile des Rades Widerstand. Dieser ist nur bei Schaufelrädern, insbesondere wenn sie schnell gehen, von einigem Belang, denn bei den Kübelrädern verdrängen nur die Radarme etwas Luft, die äusseren Theile des Rades aber keine. Der Effektverlust wegen des Luftwiderstandes ist bei Schaufelrädern der Fläche einer Schaufel, der Anzahl derselben und dem Kubus ihrer Geschwindigkeit proportional, beträgt aber nie mehr als 1 Prozent vom absoluten Effekt der Wasserkraft.

Das Gewicht des Rades liegt vermittelst der Zapfen seiner Welle in Lagern und verursacht daselbst Reibung. Das Gewicht eines Rades ist ungefähr dem absoluten Effekt der Wasserkraft und der Durchmesser des Zapfens der Quadratwurzel aus diesem Effekt proportional. Berücksichtigt man diese Bemerkung, so findet man leicht, dass das Verhältniss zwischen dem Effektverlust, der durch die Zapfenreibung entsteht, und dem absoluten Effekt der Wasserkraft der Quadratwurzel aus dem absoluten Effekt der Wasserkraft direkt und dem Halbmesser des Rades verkehrt proportional ist. Der nachtheilige Einfluss der Zapfenreibung auf den Effekt ist daher bei Rädern, die einen kleinen Halbmesser haben und mit grosser Wasserkraft arbeiten, am bedeutendsten, bei grösseren Rädern mit kleiner Wasserkraft am geringsten.

Stabilität des Baues. Die Solidität des Baues, d. h. die mehr oder weniger vollkommene Verbindung seiner Theile zu einem Ganzen, kann aus mehreren Gründen einen bemerkenswerthen Einfluss sowohl auf den Nutzeffekt, als auch auf den Bewegungszustand des Rades verursachen. Sind diese Verbindungen äusserst vollkommen, bilden sie also ein starres Ganzes von unveränderlicher Form, so behält die ganze Masse des Baues die lebendige Kraft, welche sie in der Zeit in sich aufgenommen hat, in der das Rad aus dem Zustande der Ruhe in den Beharrungszustand der Bewegung gelangt. Die Masse des Rades bedarf also dann in diesem Beharrungszustande der Bewegung keinen Nachtrieb, sondern sie geht vermöge der Trägheit von selbst fort. Ist dagegen die Verbindung der Theile unvollkommen, sind sie also gegen einander mehr oder weniger beweglich, so werden dieselben in Folge des tumultuarischen Wassereintritts gegen einander gerüttelt, es entstehen dabei krafterschöpfende

Stösse, die Masse des Rades braucht dann fortwährend einen Nachtrieb, damit sie mit unveränderlicher Geschwindigkeit fortgehen kann, und die Bewegung des Rades wird zitternd. Nebst diesen Nachtheilen, welche bei allen Arten von Rädern stattfinden, wenn sie ungenau ausgeführt sind, entsteht noch ein anderer, der jedoch nur bei Rädern mit Gerinnen vorkommt. Wenn nämlich der Bau nicht solide ist, werden gewöhnlich die Räder nach einiger Zeit unrund, einige von den Schaufeln oder Zellenkanten streifen dann an das Gerinne und verursachen Reibung oder Stösse, andere haben zu grossen Spielraum und lassen viel Wasser entweichen. Verlieren die Räder ihre runde Form, so rückt gewöhnlich der Schwerpunkt des ganzen Baues aus der geometrischen Drehungsaxe der Radwelle und es entsteht dann auch noch eine ungleichförmige Bewegung. Aus diesen Bemerkungen folgen die Vorzüge der eisernen Räder gegen die hölzernen. Eiserne Räder sind zwar im Vergleich mit hölzernen sehr theuer, allein sie sind so zu sagen von ewiger Dauer und entwickeln zu allen Zeiten einen gleich guten Nutzeffekt. Dieser ist also bei einem eisernen Rade eine von der Zeit unabhängige constante Grösse. Anders ist es bei den hölzernen Rädern. Diese sind den mannigfaltigsten Veränderungen unterworfen, die mit der Zeit mehr und mehr anwachsen und zuletzt den ganzen Bau unbrauchbar machen. Das Holz wird fortwährend durch die Einwirkung der Nässe und der Atmosphäre in seiner Form und materiellen Beschaffenheit geändert. Diese Räder verlieren mit der Zeit ihre ursprüngliche runde Form, die Bewegung wird ungleichförmig und es treten Wasserverluste ein. Das Holz geht ferner allmählig in den Zustand der Fäulniss über, es verliert seine eigene Festigkeit, alle Verbindungen werden lose, die Bewegung wird schlotternd und durch die vielen Ritzen und Spalten, welche nach und nach entstehen, gleicht zuletzt der Bau einem Siebe, welches überall Wasser durchrinnen lässt.

Hölzerne Räder mit Gerinnen können aber selbst im ganz neuen Zustande nicht ganz so gut arbeiten, als eiserne, weil bei jenen schon von vorn herein wegen der später eintretenden Formveränderungen kein so genaues Anschliessen der Schaufeln an das Gerinne zulässig ist.

Das Material, aus welchem das Rad besteht, und die Solidität der Verbindungen aller Theile zu einem Ganzen ist übrigens bei grossen Rädern noch wichtiger, als bei kleinen, weil bei den ersteren alle Veränderungen in einem grösseren Maasse auftreten, als bei den letzteren.

Anwendung der vorhergehenden Regeln zur Berechnung der Effekte.

Vorbemerkungen. Um den Gebrauch der Regeln zur Berechnung der Effektverluste zu erklären, wollen wir dieselben auf mehrere Räderkonstruktionen anwenden. Wir wählen einige von den auf Tafel III., IV., V. dargestellten Rädern. Dabei werden wir aber einige von den Effektverlusten, welche sich unmöglich zuverlässig berechnen lassen, nur schätzungsweise unter dem Titel „Diverse Verluste“ in Rechnung bringen. Zu diesen Verlusten rechnen wir jene, welche durch das Verspritzen entstehen, die Wasserreibung, den Luftwiderstand, die Zapfenreibung, endlich den Verlust, welcher durch die Unsolidität des Baues entsteht.

Bezeichnung der Größen für die Theorie der älteren Wasserräder. Bei allen Rechnungen und Formeln, welche die Schaufel- und Kübelräder betreffen, wollen wir im ganzen Abschnitte die folgenden Bezeichnungen beibehalten. Wenn also in der Folge im Text die Bedeutung eines Buchstabens nicht ausdrücklich angegeben ist, so beliebe man in dem Verzeichniss nachzusehen, welches wir hier ein für alle mal aufstellen wollen. Alle Längen sind in Metern gemessen, Gewichte und Pressungen in Kilogrammen ausgedrückt.

Der Effekt wird in Kilogramm-Metern oder in Pferdekräften zu 75 Kilogramm-Meter ausgedrückt.

H das Gefälle, d. h. der Vertikalabstand der Wasserspiegel im Zufluss- und im Abflusskanal.

Q der Wasserzufluss in Kubikmetern per 1 Sekunde.

$E_a = 1000\,Q\,H$ der in Kilogramm-Metern ausgedrückte absolute Effekt der Wasserkraft, welche auf des Rad wirkt.

$N_a = \frac{E_a}{75}$ der in Pferdekräften zu 75 Kilogramm-Meter ausgedrückte absolute Effekt der Wasserkraft.

E_n N_n der in Kilogramm-Metern und der in Pferdekräften ausgedrückte Nutzeffekt, welchen das Rad entwickelt.

R der Halbmesser des Rades.

a die Tiefe des Rades, worunter die Differenz zwischen dem äusseren und inneren Halbmesser des Rades zu verstehen ist.

b die Breite des Rades, d. h. die mit der Axe des Rades parallele Dimension der Schaufeln oder Zellen.

c die Länge des äusseren Theiles $a\,b$, Tafel II., Fig. 9, einer Schaufel oder Zellenwand. Für den Fall, dass die Schaufel oder Zelle aus krummen Flächen bestünde, kann man für die Rechnung eine

ebenflächige Form substituiren, welche mit der krummflächigen möglichst nahe übereinstimmt, und dann bedeutet c die Länge des äusseren Theiles der ebenen Form.

β der Winkel, unter welchem der äussere Theil einer Zelle oder Schaufel den Umfang des Rades durchschneidet.

e die Schaufel- oder Zellentheilung des Rades.

$i = \frac{2 R \pi}{e}$ die Anzahl der Schaufeln oder Zellen des Rades.

v die Umfangsgeschwindigkeit des Rades.

$n = 9 \cdot 548 \frac{v}{R}$ die Anzahl der Umdrehungen des Rades in 1 Minute.

V die Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser am Umfang des Rades ankommt. Je nach Umständen wird darunter die Geschwindigkeit irgend eines einzelnen Wassertheilchens, oder die mittlere Geschwindigkeit sämmtlicher Wassertheilchen des Strahles, oder endlich die Geschwindigkeit der untersten Theilchen des Strahles verstanden.

δ der Winkel, den die Richtung von V mit dem Umfang des Rades bildet.

γ der Winkel, den der nach dem Eintrittspunkt gezogene Radius mit dem vertikal abwärts gerichteten Radius des Rades bildet; wobei unter Eintrittspunkt derjenige Punkt verstanden wird, in welchem der mittlere oder auch der untere Faden des Strahles den Umfang des Rades durchschneidet.

ϵ hat nur bei Rädern mit Gerinnen eine Bedeutung und bezeichnet da den Spielraum zwischen den äusseren Schaufel- oder Zellenkanten und dem Gerinne.

S die Bogenlänge von dem Theil des Gerinnes, welcher von dem im Rade befindlichen Wasser berührt wird.

h bedeutet bei den Rädern mit Gerinne die Höhe des Wasserstandes in der untersten Zelle über dem Spiegel des Unterwassers; bei dem oberschlächtigen Rade dagegen das sogenannte Freihängen, d. h. die Höhe des untersten Punktes des Radumfanges über dem Spiegel des Unterwassers.

f der Reibungscoeffizient für die Zapfenreibung.

$m = \frac{Q}{a\, b\, v}$ der Füllungscoefficient, d. h. das Verhältniss zwischen dem Volumen der Wassermenge, welche in 1 Sekunde dem Rade zufliesst, und dem Volumen der Zellenräume, welche diese Wassermenge aufzunehmen haben.

$s = \overline{o\, p}$, Tafel II., Fig. 10, die Höhe, in der sich unmittelbar nach beendigter Füllung der Schwerpunkt i der Wassermasse über dem Punkte c der Zelle befindet.

$g = 9 \cdot 808^m$ die Endgeschwindigkeit eines aus der Ruhe frei fallenden Körpers nach der ersten Sekunde.

$q = Q \frac{e}{v}$ die Wassermenge in Kubikmetern, welche in einer Zelle nach beendigter Füllung enthalten ist.

Füllung des Rades. Bei diesen Berechnungen ist oftmals die Füllung des Rades zu berücksichtigen, daher wir einige Erklärungen hierüber vorausschicken wollen. Es ist $a\ b\ v$ derjenige Theil des Schaufelraumes, der sich in jeder Sekunde der Füllung darbietet, der demnach die in jeder Sekunde zufliessende Wassermenge Q aufzunehmen hat. Damit das Wasser im Rade Platz hat, muss natürlich $a\ b\ v$ grösser als Q sein. Wir nennen das Verhältniss $\frac{Q}{a\ b\ v}$ den Füllungscoeffizienten und bezeichnen denselben mit m, setzen also

$$m = \frac{Q}{a\ b\ v} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Wird m gleich $\frac{1}{2}$ oder $\frac{1}{3}$, so heisst das so viel, als jeder Schaufel- oder Zellenraum wird zur Hälfte oder bis zu einem Drittel mit Wasser gefüllt.

Es ist $a\ b\ e$ ein Schaufel- oder ein Zellenraum, demnach $m\ a\ b\ e$ die Wassermenge q, welche eine Zelle aufnimmt; es ist demnach $q = m\ a\ b\ e$. Setzt man für m seinen Werth aus (1), so erhält man

$$q = \frac{Q}{a\ b\ v} \times a\ b\ e = Q \frac{e}{v} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Diese Wassermenge ist demnach dem Wasserzufluss und der Schaufel- oder Zellentheilung direkt, der Geschwindigkeit des Rades dagegen verkehrt proportional.

Nennt man Ω den Querschnitt des Wasserkörpers eines Schaufel- oder Zellenraums, so ist $\Omega\ b = q$, demnach $\Omega = \frac{q}{b}$ oder wenn man für q seinen Werth aus (2) einführt

$$\Omega = Q \frac{e}{b\ v} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Um den Wasserstand in den Zellen- und Schaufelräumen in der Zeichnung des Rades darzustellen, berechnet man zuerst vermittelst (3) den Querschnitt Ω oder vermittelst (1) den Füllungscoeffizienten, und zieht dann nach dem Augenmaasse in den einzelnen

Zellen Horizontallinien in der Weise, wie es der Füllungscoeffizient vorschreibt. Diese schätzungsweise Bestimmung der Wasserstände ist für die Effektberechnung ganz genügend. Auch die Schwerpunkte der einzelnen Wassermassen in den Zellen dürfen zum Behufe der Rechnung nach dem Augenmaasse bestimmt werden.

Effektberechnungen.

Berechnungen.	Daten.	Effekte in Prozenten.
Effektberechnung des Kropfrades. Tafel III., Fig. 2.		
Die Hauptdaten für die Berechnung dieses Wasserrades sind:		
Gefälle	$1{\cdot}5^m$	
Wasserzufluss in einer Sekunde	$0{\cdot}25^{Kbm.}$	
Umfangsgeschwindigkeit des Rades . . .	2^m	
Breite des Rades	$0{\cdot}76^m$	
Tiefe des Rades	$0{\cdot}5^m$	
Schaufeltheilung	$0{\cdot}55^m$	
Halbmesser des Rades	$2{\cdot}27^m$	
Anzahl der Schaufeln	26	
Umdrehungen des Rades in einer Minute .	8.41	
Spielraum der Schaufeln im Gerinne . . .	$0{\cdot}015^m$	
Eintritt des Wassers.		
Tiefe des Eintrittspunktes unter der Oberfläche des Wassers im Zuflusskanal . .	$0{\cdot}6^m$	
Absolute Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser das Rad erreicht	$3{\cdot}44^m$	
Relative Geschwindigkeit $3{\cdot}44 - 2$ . . .	$1{\cdot}44^m$	
Projektion einer Schaufeltheilung $\overline{mn}$ . .	$0{\cdot}4^m$	
$n\,o$, Tafel II, Fig. 10	$0{\cdot}07^m$	
Effektverlust $\dfrac{\dfrac{V_r^2}{2g} + \dfrac{1}{2}\,mn - no}{H}$	. . .	$0{\cdot}16$
Austritt.		
Verlust wegen der Geschwindigkeit $\dfrac{\dfrac{v^2}{2g}}{H}$ . .	. . .	$0{\cdot}14$

Berechnungen.	Daten.	Effekte in Prozenten.
Wasserstand in dem untersten Schaufelraum über dem Wasserstand im Abflusskanal .	0·25m	
Effektverlust $\frac{0·25}{1·5}$	. . .	0·17
Wasserverluste.		
Wasserstand in einem Schaufelraum über der Entweichungsspalte . . . . z	0·25m	
Höhe des Eintittspunktes über dem unteren Wasserspiegel . . . . h	0·80m	
Effektverlust $\varepsilon b \frac{h}{H} \frac{\sqrt{2 g z}}{Q}$	. . .	0·06
Verschiedene nicht berechenbare Effektverluste	. . .	0·05
Summe der Effektverluste . .	. . .	0·58
Nutzeffekt des Rades	. . .	0·42
Effektberechnung des Ueberfallrades. Tafel III., Fig. 3.		
Die Hauptdaten für dieses Rad sind:		
Gefälle . . . . H	2·5m	
Wasserzufluss per 1 Minute . . . . Q	1·5Kbm.	
Absoluter Effekt in Pferdekräften . . N_a	50	
Umfangsgeschwindigkeit des Rades . . v	1·5m	
Halbmesser des Rades . . . . R	3m	
Breite des Rades . . . . b	3·6m	
Tiefe des Rades . . . . a	0·56m	
Schaufeltheilung . . . . e	0·59m	
Spielraum der Schaufeln im Gerinne . ε	0·02m	
Eintritt.		
Tiefe des Eintrittpunktes unter dem Spiegel des Zuflusskanals	0·40m	
Entsprechende Geschwindigkeit V	2·80m	
Ralative Geschwindigkeit des Wassers . V_r	1·30m	

Berechnungen.	Daten.	Effekte in Prozenten.
Projektion der Schaufeltheilung . . . $\overline{mn}$	0·60^m	
$\overline{no}$	0·20^m	
Verlust $\dfrac{\frac{V_r^2}{2g} + \frac{1}{2}\overline{mn} - \overline{no}}{H}$	. . .	0·08
Austritt.		
Wasserstand im untersten Schaufelraum, übereinstimmend mit dem Wasserstand im Abflusskanal		
Effektverlust $\dfrac{\frac{v^2}{2g}}{H}$	. . .	0·05
Wasserverlust.		
Wasserstand über der Entweichungsspalte z	0·32^m	
Höhe des Stosspunktes über dem Wasserspiegel im Abflusskanal . . . . h	1·78^m	
Effektverlust $\varepsilon\, b \dfrac{h}{H} \dfrac{\sqrt{2gz}}{Q}$	. . .	0·08
Verschiedene nicht berechenbare Effektverluste	. . .	0·05
Summe der Effektverluste . .	. . .	0·26
Nutzeffekt des Rades	. . .	0·74
Effektberechnung des rückschlächtigen Zellenrades. Tafel IV., Fig. 2.		
Die Hauptdaten für dieses Rad sind:		
Gefälle . . . . H	5·15^m	
Wasserzufluss in einer Sekunde . . . Q	1·00$^{Kbm.}$	
Umfangsgeschwindigkeit des Rades . . v	1·20^m	
Breite des Rades . . . . b	3·92^m	
Tiefe des Rades . . . . a	0·43^m	
Halbmesser des Rades . . . . R	3·43^m	
Zellentheilung . . . . e	0·50^m	
Spielraum des Rades im Gerinne . . . ε	0·02^m	

Berechnungen.	Daten.	Effekte in Prozenten.
Eintritt.		
Tiefe des Eintrittspunktes unter dem Spiegel im Zuflusskanal	0·50^m	
Entsprechende Geschwindigkeit	3·16^m	
Relative Geschwindigkeit des Wassers . V_r	1·96^m	
Projektion einer Schaufeltheilung . . $\overline{mn}$	0·45^m	
$\overline{no}$	0·30^m	
Verlust $\frac{\frac{V_r^2}{2g}+\frac{1}{2}\overline{mn}+\overline{no}}{H}$	. . .	0·14
Austritt.		
Wasserstand im untersten Zellenraum über dem Wasserstand im Abflusskanal . . h	0·30^m	
Verlust $\frac{\frac{v^2}{2g}+h}{H}$	. . .	0·07
Entweichen.		
Höhe des Punktes, wo das Entweichen des Wassers beginnt, über dem Spiegel im Abflusskanal . . . . h	2·15^m	
Mittlere Höhe des Wasserspiegels in den Zellen über der Entweichungsspalte . . z	0·15^m	
Effektverlust $\varepsilon\, b\, \frac{h}{H}\, \frac{\sqrt{2gz}}{Q}$	. . .	0·05
Nicht berechenbare Effektverluste . . .	. . .	0·05
Summe der Effektverluste . .	. . .	0·31
Nutzeffekt des Rades	. . .	0·69
Effektberechnung des kleinen oberschlächtigen Hammerrades. Tafel V., Fig. 3.		
Die Hauptdaten für dieses Rädchen sind:		
Gefälle . . . . H	3·00^m	
Wasserzufluss in einer Sekunde . . . Q	0·22^m	
Umfangsgeschwindigkeit des Rades . . v	2·00^m	

Berechnungen.	Daten.	Effekte in Prozenten.
Halbmesser des Rades . . . . R	1·09^m	
Breite des Rades . . . . b	1·25^m	
Tiefe des Rades . . . . a	0·27^m	
Zellentheilung . . . . e	0·39^m	
Eintritt.		
Tiefe des Eintrittspunktes unter dem Spiegel des Zuflusskanals	0·70^m	
Entsprechende Geschwindigkeit V	3·70^m	
Relative Geschwindigkeit des Wassers . V_r	1·70^m	
Projektion einer Zellentheilung . . . $\overline{mn}$	0·15^m	
$\overline{no}$	0·35^m	
Verlust $\dfrac{\frac{V_r^2}{2g} + \frac{1}{2}\,\overline{mn} + \overline{no}}{H}$	. . .	0·19
Austritt.		
Verlust $\dfrac{\frac{v^2}{2g}}{H}$	. . .	0·07
Entleerung.		
Höhe des mittleren Entleerungspunktes über dem Spiegel des Unterwassers . . . h	0·40^m	
Verlust $\frac{h}{H}$	. . .	0·13
Verschiedene nicht berechenbare Effektverluste	. . .	0·05
Summe der Effektverluste . . .	. . .	0·44
Nutzeffekt des Rades	. . .	0·56
Berechnung des großen oberschlächtigen Rades. Tafel V., Fig. 2.		
Gefälle . . . . H	12·60^m	
Wasserzufluss in einer Sekunde . . . Q	0·19$^{Kbm.}$	
Umfangsgeschwindigkeit v	1·50^m	
Breite des Rades . . . . b	1·90^m	

Berechnungen.	Daten.	Effekte in Prozenten
Tiefe des Rades . . . . a	0·27^m	
Schaufeltheilung . . . . e	0·39^m	
Halbmesser des Rades . . . . R	6·00^m	
Eintritt.		
Tiefe des Eintrittspunktes unter dem Spiegel des Wassers im Zuflusskanal	0·46^m	
Entsprechende Geschwindigkeit . . . v	3·00^m	
Relative Geschwindigkeit des Wassers . v_r	1·50^m	
Projektion der Schaufeltheilung . . . $\overline{mn}$	0·04^m	
$\overline{no}$	0·20^m	
Effektverlust $\dfrac{\frac{v_r^2}{2g} + \frac{1}{2}\,\overline{mn} + \overline{no}}{H}$	. . .	= 0·03
Austritt.		
Freihängen des Rades . . . . h	0·14^m	
Verlust $\dfrac{\frac{v^2}{2g} + h}{H}$	. . .	= 0·02
Entleerung.		
Höhe des mittleren Entleerungspunktes über dem tiefsten Punkt des Rades . . . . h	0·6^m	
Effektverlust $= \frac{h}{H}$	. . .	= 0·05
Nicht berechenbare Effektverluste . . .	. . .	= 0·08
Summe der Effektverluste . .	. . .	0·18
Nutzeffekt des Rades	. . .	0·82

Aeltere Theorie der Wasserräder. Diese ältere Methode der Effektberechnung der Wasserräder besteht darin, dass man Alles, was Schwierigkeiten verursacht, bei Seite lässt und nur diejenigen Effektverluste berücksichtigt, die sich leicht bestimmen lassen. Man nimmt daher an, dass alle Wassertheilchen in einem bestimmten Punkt des Radumfanges mit gleicher Geschwindigkeit ankommen, daselbst mit ihrer relativen Eintrittsgeschwindigkeit gegen das Rad stossen, hierauf von dem Stoss-

punkte an bis zum Spiegel des Unterwassers hinab durch ihr Gewicht wirken und endlich mit einer absoluten Geschwindigkeit, die mit jener des Radumfanges übereinstimmt, am Spiegel des Unterwassers austreten. Diese Annahmen sind nur richtig, wenn das Wasser in Form eines unendlich dünnen Strahles eintritt, wenn ferner das Rad mit unendlich vielen und unendlich seichten radial gestellten Schaufeln versehen ist, und endlich weder ein Wasserverlust, noch sonst einer von den verschiedenen Verlusten stattfindet, von denen früher die Rede war.

Nennt man:

Q die Wassermenge, welche in 1 Sekunde in das Rad eintritt;

H das totale Gefälle, von Spiegel zu Spiegel gemessen;

h_1 die Tiefe des Punktes, wo die Wassertheilchen den Umfang des Rades erreichen unter dem Spiegel des Wassers im Zuflusskanal;

$h = H - h_1$ die Höhe des Eintrittspunktes über dem Spiegel des Unterwassers;

V die absolute Eintrittsgeschwindigkeit;

v die absolute Umfangsgeschwindigkeit des Rades;

α den Winkel, den die Richtungen von V und v mit einander bilden;

$g = 9 \cdot 808$ die Endgeschwindigkeit beim freien Fall nach der ersten Sekunde;

E_n den in Kilogramm-Metern ausgedrückten Nutzeffekt des Rades; so ist:

$$\sqrt{V^2 + v^2 - 2\ V\ v \cos \alpha}$$

die relative Geschwindigkeit, mit welcher die Wassertheilchen gegen das Rad stossen;

$$1000 \frac{Q}{2\ g} (V^2 + v^2 - 2\ V\ v \cos \alpha)$$

der Effektverlust, welcher bei dem Stosse entsteht, wenn alle Theilchen ihre relative Geschwindigkeit vollständig verlieren;

$$1000 \frac{Q}{2\ g} v^2$$

die lebendige Kraft, welche im Wasser noch enthalten ist, nachdem es das Rad verlassen hat, die also für die Wirkung auf das Rad verloren geht.

In der Voraussetzung, dass sonst keine Effektverluste stattfinden, ergibt sich nun der Nutzeffekt des Rades, wenn man von

dem absoluten Effekt $1000\,Q\,H$ der Wasserkraft die so eben bestimmten Verluste abzieht. Man findet daher:

$$E_n = 1000\,Q\,H - 1000\,\frac{Q}{2\,g}\,(V^2 + v^2 - 2\,V\,v\,\cos\alpha) - 1000\,\frac{Q}{2\,g}\,v^2$$

oder

$$E_n = 1000\,Q\left[H - \frac{V^2}{2\,g} + \frac{(V\cos\alpha - v)\,v}{g}\right] \quad . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Nun ist aber nach bekannten hydraulischen Prinzipien

$$\frac{V^2}{2\,g} = h_1, \text{ demnach } H - \frac{V^2}{2\,g} = H - h_1 = h$$

demnach kann man auch schreiben:

$$E_n = 1000\,Q\left[h + \frac{(V\cos\alpha - v)\,v}{g}\right] \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Das erste Glied dieses Ausdruckes, nämlich $1000\,Q\,h$, ist der Effekt, den das Wasser durch sein Gewicht hervorbringt, indem es durch die Höhe h nach dem Stosse niedersinkt. Das zweite Glied

$$1000\,Q\,\frac{(V\cos\alpha - v)\,v}{g}$$

ist der Effekt, den das Wasser beim Eintritt durch Stoss entwickelt.

Für ein wirklich existirendes Rad sind H, h, α, V ganz bestimmte unveränderliche Grössen, und nur die Geschwindigkeit v kann veränderlich sein. Ist $v = 0$ oder $v = V\cos\alpha$, so bringt der Stoss gar keine Nutzwirkung hervor, denn es wird dann

$$E_n = 1000\,Q\,h$$

Ist dagegen $v = \frac{1}{2}\,V\cos\alpha$, d. h. beträgt die Umfangsgeschwindigkeit des Rades die Hälfte von der tangentialen Geschwindigkeit des eintretenden Wassers, so wird der Nutzeffekt des Rades ein Maximum und man findet für diesen Werth von v:

$$(E_n)_{max.} = 1000\,Q\left(h + \frac{1}{2}\,h_1\cos^2\alpha\right) \quad . \; . \; . \; . \quad (3)$$

Bei der vortheilhaftesten Geschwindigkeit des Rades beträgt also (weil $\cos^2\alpha < 1$) der durch Stoss hervorgebrachte Effekt nicht

einmal halb so viel, als der absolute Effekt, welcher der Wassermenge Q und dem Gefälle h_1 entspricht.

Für ein neu zu erbauendes Rad sind nur Q und H bestimmte Grössen, V und v dagegen können nach Belieben gemacht werden. Es ist nun die Frage, ob diese zwei Geschwindigkeiten nicht so angenommen werden könnten, dass der Nutzeffekt gleich dem absoluten Effekt der Wasserkraft würde. Dies ist, wie aus der Gleichung (1) erhellet, dann der Fall, wenn $V = v = o$ wird; d. h. wenn das Rad unendlich langsam geht, und wenn das Wasser mit unendlich kleiner Geschwindigkeit eintritt.

Ungeachtet die wirklichen Räder (insbesondere die Kübelräder) in ihrer Einrichtung von dem dieser Theorie zu Grunde gelegten idealen Rade so enorm abweichen, so hat man sich doch erlaubt, die Ergebnisse dieser Theorie für alle älteren Räder gelten zu lassen. Um jedoch die dadurch entstehenden Fehler einigermassen gut zu machen, hat man durch Versuche mit bestehenden Rädern gewisse Corrections-Coeffizienten auszumitteln gesucht, mit welchen die Formel (2) multiplizirt werden muss, damit dieselbe mit den Versuchsresultaten übereinstimmende Werthe gibt.

Smeaton, *Borda*, *Bossut*, *Morosit*, *Christian* und Andere haben derlei Versuche mit gewöhnlichen unterschlächtigen Rädern angestellt. *Morin* hat das Gleiche mit den übrigen Arten der älteren Räder gethan.

Bezeichnet man durch A und B die Coeffizienten, mit welchen die beiden Glieder der Gleichung (2) versehen werden müssen, damit dieselbe mit den genannten Resultaten übereinstimmende Werthe gibt, so hat man statt jener theoretischen Formel die folgende praktische Formel:

$$E_n = A\ 1000\ Q\ h + B\ 1000\ Q\ \frac{(V \cos \alpha - v)\ v}{g} \quad \ldots \quad (4)$$

welche nun leicht den verschiedenen Arten von Rädern angepasst werden kann.

Unterschlächtige Räder. Für diese ist $h = o$ und $\alpha = o$ zu setzen, denn das Wasser wirkt nur durch Stoss, und kommt fast nach tangentialer Richtung an das Rad an. Nach den Versuchen von *Bossut* und *Smaeton*, die mit gewöhnlichen Mühlenrädern angestellt wurden, bei welchen die Schütze vertikal steht, und die im Gerinne 0·03 Meter bis 0·04 Meter Spielraum haben, ist $B = 0{\cdot}6$ zu nehmen. Die Formel (4) wird daher für solche Räder:

$$E_n = 61\ V\ (Q - v)\ v \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Diese Versuche haben ferner gezeigt, dass die vortheilhafteste Geschwindigkeit des Rades nicht $\frac{1}{2}$ V, sondern

$$v = 0{\cdot}4\ V$$

ist, was durch den Umstand erklärt wird, dass bei langsamer Geschwindigkeit die Wassermenge, welche zwischen den Schaufeln entweicht, kleiner ausfällt.

Kropfräder. Nach den Versuchen, welche *Morin* mit vier Rädern dieser Art angestellt hat, muss man in der Formel (4)

$$A = B = 0{\cdot}750$$

setzen und dann gibt dieselbe Resultate, die bis auf $^1/_{20}$ mit den Versuchsresultaten übereinstimmen, vorausgesetzt jedoch, dass die Füllung nicht mehr als $^2/_3$ beträgt, und dass die Umfangsgeschwindigkeit des Rades nicht grösser als jene des ankommenden Wassers ist. Innerhalb dieser Grenzen ist also für Kropfräder:

$$E_n = 750\ Q \left[h + \frac{(V \cos \alpha - v)\ v}{g}\right] \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

Das Rad mit überflutheter Schütze. Nach den Versuchen, welche *Morin* mit einem gut konstruirten Rade dieser Art angestellt hat, ist $A = B = 0{\cdot}799$ zu nehmen, und gibt die Formel (4) Werthe, die bis auf $^1/_{20}$ mit den Versuchsresultaten übereinstimmen, so lange die Füllung nicht mehr als $^2/_3$ beträgt und so lange die Umfangsgeschwindigkeit des Rades jene des ankommenden Wassers nicht übersteigt. Es ist daher für diese Räder innerhalb der so eben bezeichneten Grenzen:

$$E_n = 799\ Q \left[h + \frac{(V \cos \alpha - v)\ v}{g}\right] \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

Das Schaufelrad mit Coulisseneinlauf. Mit einem Rade dieser Art sind noch nie genauere Versuche angestellt worden. Man wird sich aber ziemlich der Wahrheit nähern, wenn man auch hier die Werthe von A und B gelten lässt, die für das Rad mit Ueberfalleinlauf gefunden wurden. Wir setzen daher:

$$E_n = 799\ Q \left[h + \frac{(V \cos \alpha - v)\ v}{g}\right] \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

Rückschlächtige und oberschlächtige Kübelräder. Wenn bei diesen Rädern die Zellen nicht mehr als bis zur Hälfte gefüllt sind, die Umfangsgeschwindigkeit nicht mehr als 2 Meter und der Halbmesser nicht weniger als 2 Meter beträgt, so ist nach den Versuchen, welche *Morin* mit vier Rädern dieser Art angestellt hat, $A = 0{\cdot}780$, $B = 1{\cdot}000$ zu setzen, und dann gibt die Formel (4) Werthe, die bis auf $^1/_{20}$ mit den Versuchsresultaten übereinstimmen. Es ist demnach innerhalb jener Beschränkungen

$$E_n = 780\ Q\ h + 1000\ Q\ \frac{(V \cos \alpha - v)\ v}{g} \quad \ldots\ldots \quad (9)$$

Wenn dagegen diese Räder mehr als zur Hälfte gefüllt sind, oder wenn ihre Peripheriegeschwindigkeit grösser als 2 Meter und ihr Halbmesser kleiner als 2 Meter ist, kann man für die Formel (4) keinen Corrections - Coeffizienten auffinden, durch welchen sie mit der Erfahrung übereinstimmende Resultate liefern würde. Für diese Räder muss daher eine Theorie aufgestellt werden, welche auf die besonderen bei denselben obwaltenden Umstände Rücksicht nimmt.

Es ist nun die Frage, ob die hier entwickelte Theorie in Verbindung mit den aus Versuchen gewonnenen Corrections-Coeffizienten zur Berechnung des Nutzeffektes bereits bestehender Räder, oder zur Beurtheilung der Zweckmässigkeit oder endlich zur Bestimmung von zweckmässigen Dimensionen für neu zu erbauende Räder mit Sicherheit gebraucht werden könnte? Diese Fragen müssen verneinend beantwortet werden.

Diese praktischen Formeln enthalten mit Ausnahme des Winkels α kein auf den Bau des Rades bezügliches Grössenelement, weil eben bei ihrer Herleitung von allen Spezialitäten des Baues abgesehen wurde; sie geben daher für alle Räder von einerlei Art einen gleich guten Effekt, es mag nun die Anordnung und Ausführung gut oder schlecht sein. Dass *Morin* bei verschiedenen Rädern derselben Art nahe übereinstimmende Coeffizienten gefunden hat, beweist nichts anderes, als dass diese Räder ungefähr gleich gut oder gleich schlecht angeordnet und ausgeführt waren, und so ist es auch; denn von den Versuchsrädern ist in der That nur das mit dem Ueberfalleinlauf gut angeordnet, alle anderen sind ungefähr gleich fehlerhaft. Wenn die Versuche mit guten Anordnungen gemacht worden wären, hätten sich gewiss andere Coeffizienten ergeben. Hieraus geht zunächst hervor, dass die aufgestellten Formeln zur Berechnung des Nutzeffekts eines bereits bestehenden Rades nicht mit Sicherheit angewendet werden können.

Wenn man beurtheilen will, ob ein Rad zweckmässig oder unzweckmässig angeordnet ist, muss man zu sagen wissen, ob die einzelnen Konstruktionselemente, namentlich Breite, Tiefe, Theilung u. s. f. so gewählt sind, wie es zur Erzielung eines guten Nutzeffektes nothwendig ist. Darüber geben aber die Formeln durchaus keinen Aufschluss, und können auch keinen geben, weil, wie schon gesagt wurde, bei ihrer Herleitung von allen diesen Dingen ganz abgesehen wurde. Diese Formeln leisten also für die Beurtheilung einer Anordnung gar nichts.

Wenn es sich endlich darum handelt, ein neues Rad zu bauen, muss man angeben, wie alle Dimensionen desselben genommen werden müssen: 1) wenn das Rad einen möglichst guten Effekt geben soll und kostspielig werden darf; 2) wenn das Rad nicht zu kostspielig werden, aber doch einen befriedigenden Effekt soll geben können; 3) wenn es gleichgültig ist, ob man viel oder wenig Betriebswasser braucht, wenn nur der Bau möglichst wohlfeil wird.

Hierüber schweigen die aufgestellten Formeln ganz, und können auch nichts aussagen, weil in denselben der Einfluss der Dimensionen eines Rades auf den Nutzeffekt nicht hineingelegt wurde.

Man sieht also, dass diese ganze Theorie von gar keinem praktischen Nutzen ist.

Zum Schlusse dieses Abschnittes wollen wir noch die Annäherungstheorie folgen lassen, welche *Poncelet* für sein Rad zuerst aufgestellt hat.

Annäherungstheorien für das Poncelet-Rad. Denken wir uns eine horizontale Bahn M N, Tafel VI., Fig. 9, und eine stetig gekrümmte cylindrische Fläche, welche die Bahn berührt, und sich parallel mit der Bahn mit unveränderlicher Geschwindigkeit v fortbewegt. Denken wir uns ferner, dass dieser Fläche ein Körpertheilchen, z. B. ein Kügelchen mit einer Geschwindigkeit V, die grösser als v ist, nachfolge, so wird das Kügelchen die Fläche erreichen, wenn diese einen gewissen Ort A B erreicht hat, und sodann an der Fläche hinaufrollen. Diese relative Bewegung des Kügelchens auf der Fläche erfolgt gerade so, wie wenn die Fläche keine Bewegung hätte, und das Theilchen mit einer Geschwindigkeit $V - v$ eingetreten wäre. Es rollt also mit abnehmender Geschwindigkeit an der Fläche hinauf und drückt dabei fortwährend gegen dieselbe, rollt dann wiederum mit beschleunigter Bewegung herab und erreicht nach einiger Zeit wiederum den untersten Punkt. Die Höhe, welche das Theilchen in seiner aufsteigenden Bewegung errreicht, ist $\frac{(V-v)^2}{2g}$, wie

auch die Krümmung der Fläche beschaffen sein mag. Die relative Geschwindigkeit des Theilchens gegen die Bahn, wenn es wiederum unten angekommen ist, beträgt $V - v$. Die absolute Geschwindigkeit dagegen $v - (V - v) = 2v - V$. Wenn $2v = V$ oder $v = \frac{1}{2} V$ ist, bleibt das Theilchen, nachdem es unten angekommen ist, ruhig stehen. Von $2v > V$ an geht es nach der Richtung fort, nach der sich die Fläche bewegt; wenn endlich $2v < V$ ist, ist die Richtung seiner Bewegung jener der Fläche entgegengesetzt. Die Wirkung, welche das Theilchen der Fläche mittheilt, während es hinauf und herabrollt, wird gefunden, wenn man von der lebendigen Kraft, die es anfänglich hatte, diejenige abzieht, die es zuletzt noch besitzt. Nennt man q das Gewicht des Theilchens, so ist die der Fläche mitgetheilte Wirkung

$$\frac{q}{2g} V^2 - \frac{q}{2g} (2v - V)^2$$

oder nach einfacher Reduktion

$$\frac{2q}{g} (V - v) v$$

Ist $v = \frac{1}{2} V$, so wird diese Wirkung:

$$\frac{q}{2g} V^2$$

d. h. wenn die Geschwindigkeit der Fläche halb so gross ist, als die absolute Geschwindigkeit, mit welcher das Theilchen an der Fläche ankommt, so theilt es derselben seine ganze Wirkungsfähigkeit mit, und besitzt zuletzt keine Geschwindigkeit mehr.

Obgleich die grösste Höhe, welche das Theilchen erreicht, die Geschwindigkeit, welche es während der Niederbewegung erlangt, endlich die Wirkung, welche es der Fläche mittheilt, ganz unabhängig von der Gestalt der letzteren ist, so richtet sich doch die Zeit, während welcher die Auf- und Niederoscillation erfolgt, nach der Form der Fläche, und es ist leicht einzusehen, dass diese Oscillation bei einer sehr rapid gekrümmten Fläche schnell, bei einer schwach gekrümmten dagegen langsam erfolgt. Vergleicht man die hier betrachtete Bewegung eines Körpertheilchens auf einer beweglichen Fläche mit der Bewegung des Wassers gegen die Schaufeln eines Poncelet-Rades, so wird man finden, dass sich bei der letzteren alles ungefähr so verhält, wie bei der ersteren. Die Bewegung der

Radschaufeln ist zwar nicht geradlinig, allein der Bogen, welchen eine Schaufel beschreibt, während auf sie das Wasser einwirkt, weicht doch nicht sehr stark von einer geraden Linie ab. Die Bewegungen der Wassertheilchen im Rade stimmen allerdings weder unter sich, noch mit jener eines isolirten Körperchens überein, denn die Bewegung eines jeden Wassertheilchens wird durch die Anwesenheit der übrigen mehr oder weniger modifizirt. Im Wesentlichen erfolgt sie aber doch ungefähr so, wie bei den isolirten Theilchen. Wenn daher kein grosser Grad von Genauigkeit gefordert wird, so kann man sich erlauben, die im Vorhergehenden für ein isolirtes Theilchen aufgefundenen Resultate auf die ganze Wassermenge Q anzuwenden, welche in einer Sekunde auf ein Poncelet-Rad einwirkt, und dann erhalten wir für den Nutzeffekt desselben den Ausdruck:

$$E_n = 1000 \frac{2 Q}{g} (V - v) v \quad \ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

für die vortheilhafteste Geschwindigkeit:

$$v = \frac{1}{2} V$$

und für das correspondirende Maximum des Nutzeffekts:

$$(E_n)_{max.} = 1000 \, Q \frac{V^2}{2 g}$$

Nach zahlreichen Versuchen, welche *Poncelet* mit zwei Rädern angestellt hat, variirt der Corrections-Coeffizient, mit welchem man die Formel (10) multipliziren muss, damit sie mit der Erfahrung gut übereinstimmende Resultate gibt, von 0·65 bis 0·75. Die Versuche zeigen ferner, dass die vortheilhafteste Umfangsgeschwindigkeit $0{\cdot}5\ V$ bis $0{\cdot}6\ V$ ist. Wir können daher folgende praktische Formeln aufstellen:

$$\left.\begin{aligned} E_n &= 1300 \frac{Q}{g} (V - v) v \text{ bis} \\ E_n &= 1500 \frac{Q}{g} (V - v) v \\ (v)_{max} &= 0{\cdot}55 \, v \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

Diese Theorie mag vorläufig genügen, obgleich sie eben so wenig wie die früheren Theorien zur Beurtheilung eines bestehenden Rades, noch zur Bestimmung der Dimensionen eines zu erbauenden Rades gebraucht werden kann.

Abmessungen der Räder.

Das Verfahren zur Bestimmung der Abmessungen der Räder. Durch die vorgetragene Berechnung der Effektverluste, welche bei den verschiedenen Wasserrädern vorkommen, kann man mit einer für praktische Zwecke hinreichend genügenden Genauigkeit die partiellen Effektverluste und den totalen Nutzeffekt jedes Rades berechnen, wenn das Rad verzeichnet und nebst den Abmessungen auch die Geschwindigkeit des Rades und die in jeder Sekunde zufliessende Wassermenge gegeben sind. Durch eine solche Berechnung wird zunächst eine scharfe Kritik geübt, denn man erfährt, ob und welche Verluste gross oder klein sind, und kann auch erkennen, woran es liegt, dass einer der Partialverluste gross oder klein ausfällt. Dadurch kann man auch eine Verbesserung an einem nach was immer für Regeln entworfenen Rade herbeiführen, denn wenn man in Folge der Rechnung erkannt hat, dass einer der Partialeffekte vermöge einer oder der anderen Abmessung ungünstig ausfällt, ist zugleich angedeutet, wie jene Abmessung zu ändern ist um einen besseren Effekt zu erzielen. Allein die Hauptaufgabe der Theorie besteht nicht in der Kritik über bestehende oder entworfene Konstruktionen, sondern sie besteht in der Auffindung wo möglich der besten, oder wenn sich diese nicht auffinden lassen, von guten Konstruktions-Verhältnissen für neu zu erbauende Räder. Diese Hauptaufgabe wird durch die im Vorigen vorgetragene Theorie noch nicht gelöst. Will man diese Hauptaufgabe mit möglichster Strenge und rationell zur Lösung bringen, so muss man den Weg betreten, der im zweiten und dritten Abschnitt meines grösseren Werkes über die Wasserräder eingeschlagen worden ist. Dieser Weg besteht darin, dass man zuerst die sämmtlichen Partial-Effektverluste analytisch berechnet, dann den totalen Nutzeffekt ausdrückt, indem man vom absoluten Effekt des Motors die Summe aller Effektverluste abzieht, endlich die einzelnen Grössen, welche in dem Ausdruck für den Nutzeffekt vorkommen, nach der Lehre vom Maximum und Minimum der Funktionen so zu bestimmen sucht, dass der Ausdruck für den Nutzeffekt ein Maximum wird. Die Grössen, welche dieses Maximum hervorbringen, sind dann die hinsichtlich des Effekts relativ oder absolut besten Konstruktionselemente. Allein dieser Weg ist für unsere Vorträge zu weitläufig, erfordert einen zu grossen Aufwand an Zeit und überdies sind diese hinsichtlich des Nutzeffekts besten Räderkonstruktionen für die Ausführung doch nicht zu empfehlen, indem dieselben zu sehr kostspieligen Anordnungen führen. Wir

wollen daher auf diese besten Konstruktionen verzichten, und lieber dahin trachten, solche Konstruktionen ausfindig zu machen, die befriedigende Effekte zu liefern vermögen, aber doch nicht kostspieliger sind als die Räder, welche bisher ausgeführt wurden. Dies Ziel wird dadurch erreicht, indem man diejenigen Dimensionen, von welchen die Kosten des Baues wesentlich abhängen, die aber auf den Effekt nur wenig Einfluss haben, nämlich die Halbmesser und Breiten der Räder so gross macht, als sie seither gemacht wurden, dagegen alle übrigen Konstruktionsverhältnisse, welche auf die Herstellungskosten wenig Einfluss haben, so vortheilhaft als möglich ausmittelt. Auf diese Weise erhält man Räder, deren Effekt um ungefähr 10 bis 15 Prozent kleiner ausfällt, als jener der absolut besten Konstruktionen, die aber um 40 bis 50 Prozent billiger zu stehen kommen, als diese besten Anordnungen. Mit solchen Maschinen kann man zufrieden sein. Die Regeln, welche zu diesen praktisch guten Anordnungen führen, ergeben sich, wenn man nebst den Lehren, welche das Studium über die einzelnen Effektverluste geliefert hat, auch noch einige Erfahrungen berücksichtiget. Wir beginnen nunmehr mit der Herleitung der Regeln.

Berechnung der Wassermenge. Wenn ein Wasserrad erbaut werden soll, ist entweder das Gefälle H oder die Wassermenge Q gegeben, oder es ist das Gefälle und der Nutzeffekt bekannt, welchen das Rad entwickeln soll. Im ersteren Falle ist also die Wassermenge, für welche das Rad eingerichtet werden soll, bekannt; im letzteren Falle muss sie aber erst gesucht werden. Nach der Wassermenge richtet sich vorzugsweise die Breite und Tiefe des Rades; diese Dimensionen können aber ohne merklichen Nachtheil für den Effekt innerhalb gewisser Grenzen variiren; es ist daher zu ihrer Bestimmung nicht nothwendig, die Wassermenge so ganz genau zu kennen, denn nehmen wir an, dass die Wassermenge um $\frac{1}{5}$ ihres wahren Werthes su gross oder zu klein angenommen wird, so hat dies zur Folge, dass im ersteren Falle Breite und Tiefe etwas grösser, und im letzteren Falle etwas kleiner ausfallen werden, als wenn man die richtige Wassermenge der Bestimmung der Breite und Tiefe zu Grunde gelegt hätte; dadurch entsteht aber noch kein merklicher Nachtheil, weil die Füllung des Rades ohne Nachtheil für den Effekt um $\frac{1}{5}$ ihres Normalwerthes variiren darf. Es ist daher für die Bestimmung der Dimensionen eines Rades hinreichend, wenn man die Wassermenge dadurch bestimmt, indem man den Nutzeffekt des Rades in Prozenten des absoluten Effektes der Wasserkraft ausdrückt. Da es aber immer besser ist, wenn man

ein Rad etwas zu gross, als wenn man es etwas zu klein bestimmt, so ist es zweckmässig, die Prozente nicht zu günstig anzunehmen.

Nach den früheren Effektberechnungen dürfen wir das Verhältniss zwischen dem Nutzeffekt und dem absoluten Effekt der Wasserkraft annehmen für

das unterschlächtige Rad . . .	0·30 bis 0·35
„ Kropfrad	0·40 — 0·50
„ Poncelet'sche Rad	0·60 — 0·65
„ Ueberfall-Rad	0·60 — 0·65
„ Coulissenrad	0·65 — 0·70
„ rückschlächtige Rad . . .	0·60 — 0·70
„ oberschlächtige Rad . . .	0·60 — 0·70

Die Wassermenge, welche bei einem Rade in 1 Sekunde nothwendig ist, um einen Nutzeffekt von N_n Pferdekraft zu 75 Kil. M. zu erhalten, ist demnach

für das unterschlächtige Rad . .	$Q = 0{\cdot}210 \frac{N_n}{H}$	bis $0{\cdot}250 \frac{N_n}{H}$
„ „ Kropfrad	$Q = 0{\cdot}175 \frac{N_n}{H}$	„ $0{\cdot}187 \frac{N_n}{H}$
„ „ Poncelet-Rad	$Q = 0{\cdot}115 \frac{N_n}{H}$	„ $0{\cdot}125 \frac{N_n}{H}$
„ „ Ueberfall-Rad	$Q = 0{\cdot}115 \frac{N_n}{H}$	„ $0{\cdot}125 \frac{N_n}{H}$
„ „ Coulissen-Rad	$Q = 0{\cdot}107 \frac{N_n}{H}$	„ $0{\cdot}115 \frac{N_n}{H}$
„ „ rückschlächtige Rad . .	$Q = 0{\cdot}107 \frac{N_n}{H}$	„ $0{\cdot}125 \frac{N_n}{H}$
„ „ oberschlächtige Rad . .	$Q = 0{\cdot}107 \frac{N_n}{H}$	„ $0{\cdot}125 \frac{N_n}{H}$

Wahl des Rades. Die Wahl der Mittel zur Erreichung eines Zweckes ist für jedes Unternehmen von der grössten Wichtigkeit. Wenn eine Einrichtung zur Benutzung einer Wasserkraft getroffen werden soll, bietet sich daher zunächst die Frage dar, ob eine Turbine oder ob ein Wasserrad genommen werden soll. Diese Frage kann aber erst dann gründlich beantwortet werden, wenn man sowohl die Wasserräder, als auch die Turbinen in jeder Hinsicht genau kennt und dadurch im Stande ist, die Vortheile und Nachtheile dieser beiden Anordnungen zuverlässig abzuwägen.

Wir müssen daher die Entscheidung dieser wichtigen Frage bis zum Schluss dieser Abhandlung über die Wasserräder ver-

schieben, und wollen deshalb bis dahin von der Turbine ganz abstrahiren, wollen uns also so benehmen, als gäbe es gar keine Turbinen.

Bei dieser Einschränkung haben wir also gegenwärtig nur die Frage zu entscheiden, welche von allen Anordnungen von Wasserrädern in jedem gegebenen Falle die zweckmässigste sei. Es ist klar, dass es theils von der Wassermenge, vorzugsweise aber von der Grösse des Gefälles abhängt, ob man das eine oder das andere Rad wählen soll, und es kommt nur darauf an, diese Abhängigkeit genau zu bestimmen, d. h. die Grenzen anzugeben, innerhalb welcher sowohl das Gefälle als auch die Wassermenge liegen muss, wenn das eine oder das andere von den Rädern mit Vortheil soll angewendet werden können. Diese Grenzen lassen sich nur mit vieler Mühe befriedigend ermitteln, wenn man verschiedene Gefälle und für jedes Gefälle verschiedene Wasserquantitäten annimmt, sodann für jede dieser Wasserkräfte diejenigen Arten von Rädern konstruirt und berechnet, von welchen man vermuthen kann, dass sie zweckmässig ausfallen dürften. Durch Vergleichung der Gefälle und Wassermengen von den sich ergebenden guten Konstruktionen der gleichen Art lassen sich dann die Grenzen der zweckmässigsten Anwendbarkeit der verschiedenen Räder bestimmen. Dass man bei diesem Geschäfte auch die ausgeführten Räder berücksichtigen muss, bedarf kaum einer Erwähnung. Die Resultate, welche ich auf dem so eben bezeichneten Wege gefunden habe, können für die Uebersicht und für den praktischen Gebrauch am einfachsten graphisch dargestellt werden, was auf Tafel VI., Fig. 10 geschehen ist. Die horizontale Zahlenreihe bedeutet die in Metern ausgedrückten Gefälle, die vertikale Zahlenreihe die in Kubik-Metern ausgedrückten Wassermengen.

Die verschiedenen geraden und krummen Linien innerhalb der Grenzen der ganzen Figur sind die Grenzen der Anwendbarkeit der verschiedenen Arten von Rädern. Die krumme Linie A B bestimmt die grössten Wasserkräfte, welche noch durch ein einziges Rad nutzbar gemacht werden können.

Die Richtigkeit der Grenzbestimmung vorausgesetzt, ist es vermittelst dieser Karte ein Leichtes, in jedem speziellen Falle zu bestimmen, was für ein Rad gebaut werden soll. Man sucht nämlich vermittelst der horizontalen Zahlenreihe die Vertikallinie auf, welche dem gegebenen Gefälle entspricht und vermittelst der vertikalen Zahlenreihe die Horizontallinie, welche mit der gegebenen Wassermenge übereinstimmt; der Punkt, in welchem sich diese zwei Linien durchschneiden, liegt dann in dem Wasserkraftgebiet des zu wäh-

lenden Rades. Ist z. B. das gegebene Gefälle 3 Meter und die Wassermenge 1·5 Kubikmeter, so führen diese Daten auf einen Punkt in dem Gebiete des Coulissenrades. Ist das Gefälle 4·5 Meter und die Wassermenge 0·8 Kubikmeter, so wird man auf ein rückschlächtiges Rad geführt. Der Gebrauch dieser Karte unterliegt also durchaus keiner Schwierigkeit.

Zur Rechtfertigung dieser Grenzbestimmungen werden folgende Erklärungen dienen können.

Die Anwendbarkeit des unterschlächtigen Rades ist bis zu einem Meter Gefälle festgesetzt, weil erst von diesem Gefälle an eine Krümmung des Gerinnes von merklichem Vortheil sein kann.

Das Gebiet des Kropfrades hat hinsichtlich des Gefälles ziemlich enge Grenzen erhalten, weil für Gefälle, die grösser als 1·5 Meter sind und für Wassermengen unter 2 Kubikmetern das Ueberfallrad vortheilhafter ist. Das Kropfrad kann übrigens nur dann angewendet werden, wenn der Wasserstand im Zuflusskanale nicht sehr veränderlich ist.

Das Gebiet des Poncelet-Rades erstreckt sich über die Gebiete des unterschlächtigen und über einen Theil des Kropfrades. Das grösste Gefälle ist auf 1·7 Meter festgesetzt. *Poncelet* hat zwar der Gefällgrenze eine grössere Ausdehnung gegeben, allein es sind mehrere Gründe vorhanden, die darauf hinweisen, dass dieses Rad bei Gefällen über 1·7 Meter keine vortheilhafte Anordnung sein kann, denn 1) wird bei grossen Gefällen der Effektverlust von Bedeutung, welcher durch das Entweichen des Wassers durch den Spielraum zwischen dem Rade und dem Gerinne entsteht; 2) wird das Verhältniss zwischen der Breite des Rades und der Höhe der Radkrone unzweckmässig; 3) wird schon bei einem Gefälle von 1·7 Meter der Halbmesser des Rades wenigstens 3 Meter, bei noch grösserem Gefälle müsste also das Rad sehr gross und dadurch kostspieliger ausfallen, als andere Räder; 4) wenn einmal das Gefälle über 1·7 Meter ist, geben das Ueberfallrad und das Coulissenrad einen eben so guten, wo nicht besseren Effekt als das Poncelet'sche Rad.

Da das Poncelet'sche Rad zwar einen besseren Effekt gibt, als das unterschlächtige und das Kropfrad, aber kostspieliger ausfällt, als diese letzteren, so ist es statt diesen dann vorzuziehen, wenn die vorhandene absolute Wasserkraft nur bei sehr guter Verwendung zum Betriebe eines Werkes hinreichend werden kann. Ist aber der Wasserzufluss mehr als hinreichend, so kann man sich der hinsichtlich ihrer Konstruktion einfacheren Anordnungen des unterschlächtigen und Kropfrades bedienen.

Das Kraftgebiet des Ueberfallrades hat zwar keine grosse Ausdehnung, dessenungeachtet wird man doch sehr oft veranlasst sein, dieses Rad zu wählen, weil in seinem Kraftgebiete diejenigen Wasserkräfte liegen, welche am häufigsten in der Praxis zu benutzen sind.

Nach der Karte hört die Anwendbarkeit des Ueberfallrades auf bei Wassermengen über 2·5 Kub. M. Der Grund hiervon liegt in dem Umstande, dass bei Wassermengen über 2·5 Kub. M. ein Coulisseneinlauf eine bessere Leitung des Wassers bewirkt, als ein freier Ueberfall.

Aus der Karte sieht man ferner, dass für das Ueberfallrad das grösste Gefälle auf 2·5 Meter bestimmt worden ist, dies ist aus dem Grunde geschehen, weil für grössere Gefälle entweder das oberschlächtige Rad oder das Rad mit Coulisseneinlauf zweckmässiger ist. Ist nämlich das Gefälle grösser, als 2·5 Meter und die Wassermenge kleiner als ungefähr 0·3 Kub. M., so ist das oberschlächtige Rad die am wenigsten kostspielige Anordnung. Ist das Gefälle grösser als 2·5 Meter und die Wassermenge grösser als 0·3 Meter, so muss man das Rad mit Coulisseneinlauf jenem mit freiem Ueberfall vorziehen, weil dann bei diesem letzteren der Halbmesser des Rades sehr gross gemacht werden müsste, wo hingegen bei Anwendung von Coulissen das Rad viel kleiner gehalten werden kann.

Die Grenzen für das Gebiet des Schaufelrades mit Coulisseneinlauf sind für das Gefälle 2·5 Meter bis 4·5 Meter, für die Wassermenge 0·3 bis 2·4 Kub. M. Dem Mittelpunkt des Gebietes entspricht ein Gefälle von ungefähr 3·5 Meter und eine Wassermenge von 1·2 Kub. M.

Die unterste Grenze für die Wassermenge ist durch den Umstand bestimmt worden, dass für Wassermengen unter 0·3 Kub. M. bei Gefällen über 2·5 Meter bereits das sehr wohlfeile oberschlächtige Rad angewendet werden kann. Die äusserste Gefällsgrenze ist nicht über 4·5 Meter angenommen worden, weil von da an das rückschlächtige Zellenrad vortheilhafter zu werden beginnt, als das Schaufelrad.

Das Gebiet des rückschlächtigen Rades liegt zwischem dem Gebiete des vorhergehenden Rades und jenem des oberschlächtigen. Die Gefällgrenzen sind ungefähr 2·5 und 8 Meter, die Grenzen der Wassermenge 0·4 bis 1·3 Kub. M. Dem Mittelpunkte des Gebiets entspricht ein Gefälle von 5·5 Meter und eine Wassermenge von 0·8 Kub. M. Für Wasserkräfte, welche in dieses Gebiet fallen, ist das Schaufelrad mit Coulisseneinlauf nicht anwendbar, weil bei demselben der Wasserverlust durch den Spielraum zwischen den Schau-

felkanten und dem Gerinne zu gross ausfällt und das oberschlächtige Wasserrad ist hier nicht zu empfehlen, 1) weil es nicht ventilirt werden kann, was bei grösseren Wasserquantitäten ein bedeutender Uebelstand ist, 2) weil gewöhnlich bei grösserem Wasserzufluss der Wasserstand im oberen Kanale veränderlich ist, was sich mit der Anwendung eines oberschlächtigen Rades nicht verträgt.

Das Gebiet des oberschlächtigen Rades hat hinsichtlich des Gefälles eine sehr grosse Ausdehnung erhalten. Diese Anordnung ist im Allgemeinen wohlfeiler, als jede andere und gibt, wenn das Gefälle nur nicht zu klein ist, immer einen guten Effekt; es ist daher in jeder Hinsicht Grund vorhanden, das Gebiet seiner Anwendbarkeit möglichst auszudehnen. Die Gefällsgrenze beginnt schon bei 2·5 Meter und erstrekt sich bis zu 12 Meter. Die Grenzen der Wassermenge sind 0·3 und 0·8 Kub. M. Es ist schon oben gesagt worden, weshalb das oberschlächtige Rad im Allgemeinen für grosse Wassermengen nicht zu empfehlen ist.

Die Linie A B für die grösste absolute Wasserkraft, welche noch mit einem Rade nutzbringend gemacht werden kann, bezieht sich auf 80 absolute Pferdekräfte. Für Wasserkräfte über 80 Pferdekraft fallen die Dimensionen der Räder immer so kolossal aus, dass es in diesem übrigens nur ausnahmsweise vorkommenden Falle immer zweckmässiger ist, zwei Räder anzuwenden. Uebrigens versteht es sich von selbst, dass man auch in dem Falle zwei oder mehrere Räder statt einem bauen wird, wenn ein System von Arbeitsmaschinen zu betreiben ist, die nicht gut miteinander arbeiten können, wie dies z. B. in Eisenwerken der Fall ist.

Für die Wasserkräfte, welche den Grenzlinien der Kraftgebiete entsprechen, hat man unter 2 oder 3 Rädern zu wählen. Für die Wasserkraft der Grenzlinie zwischen dem Gebiete des oberschlächtigen Rades und den Gebieten des Ueberfall- und Kübelrades mit Coulisseneinlauf ist das erstere dieser Räder eine wohlfeilere Anordnung, die beiden letzteren sind aber hinsichtlich des Nutzeffekts besser. Für die Wasserkräfte, welche den übrigen Grenzlinien entsprechen, ist es dagegen in jeder Hinsicht ziemlich gleichgültig, welches von den diesen Grenzen zugehörigen Rädern man auswählt.

Sowohl die sehr kleinen, als auch die sehr grossen Gefälle sind in der Regel für die Einrichtung eines Wassertriebwerkes nicht so vortheilhaft, als die mittleren Gefälle. Bei kleinen Gefällen bis zu 2 Meter sind gewöhnlich die Wasserquantitäten sehr gross, der ganze Bau und insbesondere die Kanalleitung wird daher voluminös und kostspielig und die Nutzeffekte sind in diesem Falle nicht sehr günstig. Bei grossem Gefälle über 6 Meter wird das Rad sehr gross,

erhält einen langsamen Gang, wodurch oft mehrere kostspielige und krafterschöpfende Räderübersetzungen nothwendig werden und die Herstellung eines hohen Zuleitungskanals ist auch in der Regel mit mancherlei Kosten und Schwierigkeiten verbunden. Mittlere Gefälle von 2 bis 4 Meter geben gewöhnlich für kleinere Triebkräfte bis zu 16 Pferden und Gefälle von 3 bis 6 Meter für grössere Triebkraft über 16 Pferde die zweckmässigste Einrichtung. Die Wasserleitungen werden bei diesen Gefällen weder sehr lang noch sehr hoch, noch sehr weit, fallen daher in jeder Hinsicht günstig aus, und die Wasserräder erhalten eine mässige Grösse, ziemlich schnellen Gang und geben einen guten Effekt. Wenn man also zwischen mehreren Wasserkräften auswählen kann, wird man in der Regel den mittleren Gefällen von 3 bis 6 Meter den Vorzug geben müssen.

Umfangsgeschwindigkeit der Räder. Bei dem unterschlächtigen und Poncelet'schen Rade wird die vortheilhafteste Umfangsgeschwindigkeit durch das Gefälle bestimmt; bei den übrigen Rädern ist sie dagegen unabhängig vom Gefälle, und kann ohne Nachtheil ziemlich constant angenommen werden.

Wenn bei dem unterschlächtigen Rade keine Wasserverluste vorkämen, wäre die vortheilhafteste Umfangsgeschwindigkeit halb so gross, als die Geschwindigkeit des ankommenden Wassers, wegen dieser Wasserverluste fällt sie aber kleiner aus und beträgt nur 0·35 bis 0·4 von der Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser ankommt.

Bei den Schaufelrädern mit Kreisgerinnen richtet sich streng genommen die vortheilhafteste Geschwindigkeit nach der Genauigkeit ihrer Ausführung. Wenn der Spielraum zwischen den Schaufelkanten und dem Gerinne sehr klein ist, ist es vortheilhaft, das Rad sehr langsam gehen zu lassen, ist dieser Spielraum gross, so ist ein schneller Gang des Rades besser. Wenn die Räder und die Gerinne immer vollkommen rund und concentrisch bleiben würden, könnte man diesen Spielraum sehr klein halten, z. B. 0·01 bis 0·015 Meter, weil aber dies nicht der Fall ist, so muss man schon von vornherein daran denken, dass durch die mit der Zeit unvermeidlich eintretenden Formveränderungen kein Anstreifen der Schaufelkanten an das Gerinne eintritt; man muss daher jenen Spielraum 0·02 Meter annehmen, wodurch wegen des Entweichens von Wasser ein Effektverlust von 10 bis 14 Prozent entsteht. Die vortheilhafteste Umfangsgeschwindigkeit ist für diesen Spielraum ungefähr 1·2 Meter, es entsteht aber für den Effekt gar kein merklicher Nachtheil, wenn man sie, um einen etwas schnelleren Gang des Rades zu erhalten,

etwas grösser annimmt; insbesondere gilt dies für Räder mit Coulisseneinlauf, weil bei diesen das Schlagen der Schaufeln gegen das Wasser bei ihrem Eintritt in den Strahl durch die Stellung der Coulissen beseitigt werden kann. Wir können daher nehmen:

für das Kropfrad . . . . $v = 2{\cdot}0^m$
„ „ Ueberfallrad . . . . . $v = 1{\cdot}4^m$
„ „ Coulissenrad . . . . . $v = 1{\cdot}6^m$

Bei dem rückschlächtigen Zellenrad mit Coulisseneinlauf ist der durch das Entweichen des Wassers entstehende Effektverlust bedeutend kleiner als bei den Schaufelrädern, in dieser Hinsicht könnte allerdings bei jenem Rade die Umfangsgeschwindigkeit kleiner angenommen werden, als bei diesen Rädern. Allein der Vortheil, der dadurch hinsichtlich des Effektes erreicht werden kann, ist von keiner Bedeutung, und wird durch den Nachtheil aufgehoben, dass unter sonst gleichen Umständen durch eine kleine Geschwindigkeit Breite und Tiefe des Rades grösser ausfallen, wodurch die Kosten des Baues vermehrt werden. Wir dürfen daher auch für das rückschlächtige Zellenrad mit Coulisseneinlauf $v = 1{\cdot}5$ Meter annehmen.

Für das oberschlächtige Rad ist die für den Nutzeffekt vortheilhafteste Umfangsgeschwindigkeit äusserst klein; aber gleichwohl ist es auch hier wiederum zweckmässiger, sie grösser anzunehmen, weil dadurch der Effekt nicht merklich, die Kosten des Rades aber bedeutend vermindert werden; denn wenn das Rad sehr langsam geht, muss es breit und tief gemacht werden, um die Wassermenge fassen zu können.

Die numerischen Berechnungen zeigen, dass die Nutzeffekte oberschlächtiger Räder immer noch ganz günstig ausfallen, wenn man nimmt:

bei oberschlächtigen Rädern für kleinere Gefälle $v = 1{\cdot}3$ bis $1{\cdot}5$ Meter
„ „ „ „ grössere „ $v = 1{\cdot}5$. „

Halbmesser der Räder Bei dem oberschlächtigen Rade wird der Halbmesser durch das Gefälle bestimmt, bei den übrigen Rädern sollte der Halbmesser hinsichtlich des Effektes möglichst gross genommen werden.

Ein grosser Halbmesser ist vortheilhaft:

a) bei dem unterschlächtigen Rade, weil dann die Schaufeln vom Eintritt an bis zum Austritt fast eine vertikale Stellung haben können.

b) Bei dem Kropfrade, Ueberfallrade und bei den zwei Coulissenrädern, weil, wenn der Halbmesser gross ist, das Wasser

immer nur wenig aus der Richtung seiner Bewegung im Zuleitungskanal abgelenkt zu werden braucht, um unter einem ziemlich kleinen Winkel gegen den Umfang des Rades anzukommen.

Obgleich es aber einerseits keinem Zweifel unterliegt, dass mit der Grösse des Halbmessers der Nutzeffekt fortwährend wächst, so ist anderseits auch leicht einzusehen, und die genauen theoretischen Untersuchungen haben es auch gezeigt, dass die Zunahme des Effektes mit der Vergrösserung des Halbmessers nur höchst unbedeutend ist, so wie einmal der Halbmesser eine gewisse Grösse erreicht hat. Da überdies die Kosten eines Rades mit dem Halbmesser ungefähr proportional zunehmen, so muss man, um eine, sowohl hinsichtlich des Effektes, als auch hinsichtlich der Kosten vortheilhafte Konstruktion zu erhalten, die kleinsten Halbmesser wählen, mit welchen bereits eine gute Wirkung hervorgebracht werden kann.

Die Halbmesser, welche bei den besser ausgeführten Rädern angetroffen werden, erfüllen diese Bedingung, was durch numerische Berechnungen derjenigen Glieder in den Ausdrücken für den Effekt, welche von dem Halbmesser der Räder abhängen, bewiesen werden kann; wir können uns daher zur Aufstellung von Regeln für den Halbmesser der Räder an die Erfahrung halten.

Die unterschlächtigen Räder haben je nach der Grösse des Effektes, welchen sie entwickeln, und je nachdem die Lokalitätsverhältnisse sind, Halbmesser von 2 Meter, 3 Meter bis 4 Meter.

Für den Halbmesser aller übrigen Räder kann man den allgemeinen Ausdruck aufstellen:

$$R = \frac{H + t - \frac{V^2}{2g}}{1 - \cos \gamma}$$

wobei t die Tauchung der Schaufeln im Unterwasser bedeutet.

Wenn aber diese Formel praktisch brauchbare Werthe von R liefern soll, muss man für $t - \frac{V^2}{2g}$ und insbesonder für γ solche Annahmen machen, dass die Werthe von R ungefähr so gross ausfallen, wie man es für die Ausführung wünschen muss; diese Formel ist daher zur Bestimmung von R von keinem praktischen Werthe, und es ist zweckmässiger, sie gar nicht zu gebrauchen, und lieber gleich die Halbmesser R so anzunehmen, wie man sie haben will. Folgende empirische Regeln, welche aus der Vergleichung der ausgeführten Räder entstanden sind, führen am einfachsten zum Ziele.

Für das Kropfrad nehmen wir:

$$R = 1{\cdot}5\ H \text{ bis } 2{\cdot}5\ H$$

Für das Ueberfallrad

$$R = 1{\cdot}25\ H \text{ bis } 1{\cdot}5\ H$$

Für das Schaufelrad mit Coulisseneinlauf

$$R \text{ ungefähr } = H$$

Für das rückschlächtige Rad

$$R = \frac{2}{3} H$$

Nach dieser letzten Regel ist der Punkt, in welchem die Verlängerung des Wasserspiegels im Zuflusskanal dem Umfang des Rades begegnet, um 60° vom Scheitel des Rades entfernt. Man findet zwar auch rückschlächtige Räder, bei welchen diese Entfernung kleiner als 60° ist, allein wenn dieser Winkel so klein genommen wird, ist es rein unmöglich, den Coulisseneinlauf gut zu konstruiren, weil dann das Wasser zu stark von der Richtung, die es im Zuflusskanal verfolgt, abgelenkt werden muss, um in die Zellen zu gelangen, ohne von den äusseren Wänden derselben geschlagen zu werden.

Für das oberschlächtige Rad hat man, wenn dasselbe die Oberfläche des Wassers im Abflusskanal im tiefsten Punkt berührt:

$$R = \frac{1}{2}\left(H - \frac{V^2}{2\,g}\right)$$

Weil das oberschlächtige Rad nicht ventilirt werden kann, so muss man dafür sorgen, dass die Luft, welche in den Zellen vor ihrer Füllung enthalten ist, während der Füllung durch den Schluck der Zellen entweichen kann, was nur dann möglich ist, wenn die Dicke des eintretenden Strahls kleiner ist als die Schluckweite. Wenn man die Geschwindigkeit $V = 2\,v$, demnach doppelt so gross annimmt, als die Umfangsgeschwindigkeit, und wenn man für die Breite des Rades und für den Zellenbau die später folgenden Regeln befolgt, so fällt die Dicke des Strahles nahe halb so gross aus, als die Schluckweite; es bleibt also dann für das Entweichen der Luft hinreichend freier Raum übrig. Für diese Geschwindigkeit

$V = 2v$ fällt allerdings das Stossgefälle ziemlich gross aus, allein der Nachtheil, welcher dadurch entsteht, ist doch nicht so gross, als wenn das Wasser verhindert wird, in das Rad einzutreten. Wir nehmen also $V = 2v$ und erhalten dann:

$$R = \frac{1}{2}\left(H - 4\frac{v^2}{2g}\right)$$

Breite und Tiefe der Räder. Diese beiden Dimensionen sind von besonderer Wichtigkeit, weil von denselben sowohl der Nutzeffekt als auch die Baukosten des Rades sammt Gerinne abhängeu. Es ist zunächst klar, dass das Rad hinreichend geräumig sein muss, um die Wassermenge fassen zu können, welche auf dasselbe in 1 Sekunde zu wirken hat. Nun ist die Wassermenge, welche ein Schaufel- oder Zellenraum aufzunehmen hat, $Q\frac{e}{v}$ und das Volumen eines solchen Raumes ist $a\,b\,e$, wenn also das Rad die Wassermenge Q soll fassen können, muss sein: $a\,b\,e > Q\frac{e}{v}$ oder:

$$a\,b\,v > Q$$

d. h. der Raum, welchen eine Schaufel oder Zelle in 1 Sekunde beschreibt, muss grösser sein, als das Wasservolumen, welches in 1 Sekunde auf das Rad wirken soll. Setzen wir:

$$\frac{Q}{a\,b\,v} = m$$

so bedeutet m den Füllungscoeffizienten.

Was die Werthe von m anbelangt, so sind diese für jedes Rad besonders zu bestimmen. Bei allen Schaufelrädern der älteren Art darf man in der Regel $m = \frac{1}{2}$ nehmen, so dass die Schaufelräume zur Hälfte mit Wasser gefüllt werden. Eine schwächere Füllung anzunehmen, ist bei diesen Rädern nicht gut, weil sie dann breiter ausfallen und dadurch einen grösseren Wasserverlust durch den Spielraum zwischen den Schaufelkanten und dem Gerinne verursachen. Eine stärkere Füllung ist auch nicht gut, weil dann leicht durch die Luftspalten eine beträchtliche Wassermenge entweicht.

Bei den Kübelrädern kann man dagegen eine schwache Füllung annehmen, weil sie dann das Wasser erst tief unten entleeren, was natürlich für den Effekt vortheilhaft ist. Wir nehmen daher für diese Räder $m = \frac{1}{3}$ bis $m = \frac{1}{4}$, so dass also die Zellen nur bis auf $^1/_3$ oder $^1/_4$ ihres Raumes mit Wasser erfüllt werden.

Nun müssen wir noch eine neue Beziehung zwischen den in obiger Gleichung enthaltenen Grössen ausfindig zu machen suchen, um a und b bestimmen zu können.

Die Vergleichung der Dimensionen der ausgeführten Räder mit den Wassermengen zeigt, dass bei den Schaufelrädern die Breite für jeden Kubikmeter Wasserzufluss, im Mittel genommen, 2 Meter bis 2·5 und bei Kübelrädern 5 bis 5·5 Meter beträgt. Dies sind aber nur mittlere Werthe, welche nicht gut gebraucht werden können, um darnach die Dimensionen von grossen und kleinen Rädern zu bestimmen; indem nach dieser Regel die Tiefe a bei allen Schaufelrädern, so wie auch bei allen Kübelrädern gleich gross ausfiele, was offenbar unzulässig ist.

Eine andere Vergleichung zwischen jenen Rädern hat mich auf die Vermuthung gebracht, dass das Verhältniss $\frac{b}{a}$ in einer gewissen Beziehung stehen dürfte zu dem in Pferdekräften ausgedrückten absoluten Effekt der Wasserkraft N_a.

Um diese Vermuthung zu prüfen, und wenn sie sich bestätigen sollte, die Abhängigkeit zwischen $\frac{b}{a}$ und N_a ausfindig zu machen, habe ich die Werthe von N_a als Abscissen und die correspondirenden Werthe von $\frac{b}{a}$ als Ordinaten aufgetragen. Die auf diese Weise bestimmten Punkte stellten sich als zwei Reihenfolgen dar, die eine den Schaufelrädern, die andere den Kübelrädern angehörig, und die mittleren durch diese Reihenfolgen gezogenen krummen Linien stimmten sehr nahe mit zwei kubischen Parabeln überein.

Für die Parabel, welche den Schaufelrädern angehört, ist:

$$\frac{b}{a} = 1{\cdot}75 \sqrt[3]{N_a}$$

Für die Parabel, welche den Kübelrädern angehört:

$$\frac{b}{a} = 2{\cdot}25 \sqrt[3]{N_a}$$

Diese empirischen Formeln in Verbindung mit dem früher aufgefundenen Resultate, geben uns nun zur Bestimmung von a und b für die älteren Räder folgende Regeln.

Um für ein Schaufelrad b und a zu finden, berechne man zuerst das Verhältniss:

$$\frac{b}{a} = 1{\cdot}75 \sqrt[3]{N_a}$$

dann findet man:

$$b = \sqrt{\frac{Q}{m\,v}\left(\frac{b}{a}\right)}$$

wobei in der Regel $m = \frac{1}{2}$ und v so zu nehmen ist, wie früher erklärt wurde. Dividirt man dann diesen Werth von b durch den berechneten Werth von $\frac{b}{a}$, so erhält man auch a.

Zur Bestimmung von a und b für ein Kübelrad berechne man

$$\frac{b}{a} = 2{\cdot}25\ \sqrt[3]{N_a}$$

und dann findet man:

$$b = \sqrt{\frac{Q}{m\,v}\left(\frac{b}{a}\right)}$$

wobei $m = \frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{4}$ zu setzen ist, und dann findet man auch a wie bei den Schaufelrädern.

Anzahl und Form der Schaufeln und Zellen. Eine grosse Anzahl von Schaufeln oder Zellen ist für alle Räder vortheilhaft.

Bei dem unterschlächtigen Rade hängt von der Anzahl der Schaufeln die Wassermenge ab, welche zwischen den Schaufeln entweicht, ohne irgend eine Wirkung hervorzubringen. Auch die Wassermenge, welche unter dem Rade durch den Spielraum zwischen den Schaufelkanten und dem Gerinne entweicht, richtet sich zum Theil nach der Schaufeltheilung. Diese Wasserverluste vermindern aber bei etwas grosser Schaufeltheilung den Nutzeffekt so bedeutend, dass es sehr wichtig ist, die Theilung nicht zu gross anzunehmen. Man kann zwar diesen Verlusten durch eine gewisse Konstruktion des Gerinnes theilweise begegnen, eine enge Schaufelung ist aber doch immer das beste Mittel gegen diesen Uebelstand.

Bei dem Kropfrad, Ueberfallrad, Coulissenrad und rückschlächtigen Rade sind zwei wichtige Gründe vorhanden, welche für eine enge Theilung sprechen: 1) wird durch eine enge Schaufeltheilung der Wasserverlust vermindert, welcher durch den Spielraum zwischen den Schaufeln und dem Gerinne stattfindet und 2) wird dadurch das Stossgefälle vermindert. Die Effektverluste, welche aus diesen zwei Gründen entstehen, werden bei einer grossen Schaufeltheilung sehr bedeutend, es unterliegt also keinem Zweifel, dass bei diesen Rädern eine enge Theilung gut ist.

Bei dem oberschlächtigen Rade hat zwar die Schaufeltheilung

nur einen sehr geringen Einfluss auf den Effektverlust, welcher bei dem Eintritt des Wassers in das Rad entsteht (es ist sogar in dieser Hinsicht eine grössere Theilung gut, weil dann der Schluck weit wird, so dass die Luft leicht entweichen kann), allein wenn die Theilung gross ist, beginnt die Entleerung der Zellen viel früher, als wenn sie klein ist, es ist also auch bei diesem Rade eine enge Theilung für einen guten Effekt nothwendig.

Es gilt also für alle Räder ohne Ausnahme der Grundsatz, dass die Schaufeltheilung möglichst klein sein soll. Der Verwirklichung desselben stehen aber praktische Schwierigkeiten im Wege. Räder mit Blechschaufeln werden dann theils wegen des grossen Materialaufwandes, theils wegen der vielen Verbindungen kostspielig. Bei hölzernen Schaufelrädern werden die Radkränze, wenn eine grosse Anzahl Schaufeln genommen wird, durch die vielen Schaufelarme, welche in die Kränze eingesetzt sein müssen, zu sehr geschwächt. Bei den Kübelrädern, sie mögen nun von Holz oder von Eisen konstruirt sein, wird gewöhnlich, selbst wenn man eine ziemlich grosse Theilung annimmt, die Anzahl der Schaufeln so gross, dass ihre Ausführung ungemein viele Arbeit verursacht, und überdies kann man bei diesen Rädern durch hinreichende Breite und geringe Füllung den Zweck, um den es sich hier handelt, besser erreichen, als durch eine übermässig grosse Schaufelzahl, weil durch diese die Schluckweite zu eng ausfällt. Nur bei den eisernen Schaufelrädern ist keine wesentliche Schwierigkeit für die Anwendung einer grossen Anzahl Schaufeln vorhanden, weil da die Schaufelarme an die Kränze angegossen und die Schaufeln selbst von Holz gemacht werden.

In Erwägung dieser Umstände muss man den früher ausgesprochenen Grundsatz dahin modifiziren, dass die Anzahl der Schaufeln so gross genommen werden soll, als es die Konstruktionsverhältnisse einerseits, und die ökonomischen Rücksichten anderseits gestatten.

Durch eine Vergleichung der ausgeführten Räder hinsichtlich der Schaufeltheilung habe ich für diese Grösse folgende praktische Formel gefunden:

$$e = 0{\cdot}2 + 0{\cdot}7\ a$$

Nimmt man diese Regel an, so ergibt sich die für die Ausführung geeignete Anzahl der Schaufeln, indem man den Quotienten

$$\frac{2\ R\ \pi}{0{\cdot}2 + 0{\cdot}7\ a}$$

berechnet und die demselben nächst ganze durch die Anzahl der

Radarme eines Armsystems theilbare Zahl annimmt. Diese Anzahl der Radarme ist aber, wie später gezeigt werden wird,

$$2(1 + R)$$

Form und Stellung der Schaufeln bei dem unterschlächtigen Rade. Gewöhnlich werden bei diesem Rade ebene, radial gestellte Schaufeln angewendet, wodurch insbesondere bei hölzernen Rädern die Ausführung sehr vereinfacht wird. Diese Anordnung der Schaufeln ist aber aus zwei Ursachen für den Nutzeffekt nicht vortheilhaft, denn 1) wirkt dann das Wasser rein nur durch Stoss, indem es senkrecht gegen die Schaufeln hinschlägt, und 2) werfen radial gestellte Schaufeln bei ihrem Austritt Wasser in die Höhe. Diese beiden Uebelstände können wenigstens theilweise beseitigt werden, wenn ebene aber gegen den Radius in der Art geneigte Schaufeln angewendet werden, dass sie beim Austritt oder erst nach demselben eine vertikale Stellung haben. Bei solchen Schaufeln wirkt das Wasser beim Eintritt in das Rad nur theilweise durch Stoss, nämlich mit der gegen die Schaufel senkrechten relativen Geschwindigkeit; dagegen gleitet es mit der zur Schaufel parallel relativen Geschwindigkeit an derselben hinauf, bis es diese Geschwindigkeit verloren hat, gleitet dann wiederum nieder und erreicht das untere Ende mit einer absoluten Geschwindigkeit, welche die Resultirende ist 1) aus der relativen Geschwindigkeit, mit welcher es nach dem Herabgleiten das äussere Ende der Schaufel erreicht, 2) aus der Umfangsgeschwindigkeit des Rades. Während des Auf- und Abgleitens wirkt das Wasser rein nur durch Druck, wie bei dem Poncelet-Rade, und es ist bei der strengen Theorie dieses Rades nachgewiesen worden, dass die Summe der Wirkungen, die das Wasser durch den partiellen Stoss und durch den darauf folgenden, während des Auf- und Niedergleitens anhaltenden Druck hervorbringt, grösser ist, als diejenige, welche durch einen totalen Stoss gegen radial gestellte Schaufeln hervorgebracht wird. Dass diese ebenen, schief gestellten Schaufeln bei ihrem Austritt kein Wasser in die Höhe werfen, ist für sich klar.

Man könnte vielleicht meinen, dass man durch solche ebene Schaufeln, wenn man sie so schief stellte, dass das Wasser ohne Stoss in dieselben eintreten würde, ganz die gleiche Wirkung hervorbringen könnte, wie bei dem Poncelet'schen Rade durch die cylindrisch gekrümmten Schaufeln. Bei genauer Betrachtung zeigt sich aber, dass zwei Gründe vorhanden sind, weshalb schiefgestellte ebene Schaufeln nicht eine eben so gute Wirkung hervorbringen

können, als zweckmässig gekrümmte Schaufeln. Der eine Grund liegt in dem Umstande, dass die Schaufelräume bei stark gegen den Radius geneigten Schaufeln nach innen zu keilförmig verengt werden, also eine Form erhalten, die gerade das Gegentheil ist von derjenigen Form, welche die in einen Schaufelraum eintretende Wassermenge anzunehmen sucht; denn diese letztere ist ebenfalls ein Keil, aber mit einer nach unten gerichteten Spitze. Das Wasser würde also beim Aufwärtsgleiten zuletzt gegen die beiden Schaufeln, welche einen Schaufelraum bilden, anschlagen und dabei an Geschwindigkeit verlieren, ohne dass eine nützliche Wirkung entstünde, indem die der Richtung nach einander sehr nahe entgegengesetzten und ihrer Intensität nach gleich starken Schläge gegen die beiden Schaufeln sich aufheben. Der zweite Grund liegt in dem Umstande, dass bei ebenen, stark gegen den Radius geneigten Schaufeln die Zeit einer vollständigen Auf- und Niederoscillation eines Wassertheilchens grösser ausfallen würde, als die Zeit von dem Eintritt einer Schaufel bis zu ihrem Austritt; die Wassertheilchen würden also das äussere Ende der Schaufel erst dann erreichen, nachdem dieselbe bereits aus dem Wasser getreten wäre, was einen Gefällsverlust zur Folge hätte.

Diese beiden so eben angedeuteten Uebelstände würden allerdings durch einen sehr grossen Halbmesser des Rades grösstentheils beseitigt werden können, allein dieses Mittel ist nicht zulässig, indem es zu einer kostspieligen Konstruktion führt, man kann also mit einem Rade, das einen mässig grossen Halbmesser und schiefgestellte ebene Schaufeln hat, nicht einen eben so günstigen Effekt hervorbringen, als mit einem Poncelet-Rade, allein desshalb ist kein Grund vorhanden, die erstere Anordnung ganz zu verwerfen, denn wenn man den ebenen Schaufeln gegen den Radius des Rades eine mittlere Neigung von ungefähr 45° gibt, tritt das Wasser nur mit schwachem Stosse ein, die Schaufelräume werden nun nicht zu eng, und die Oscillationszeit fällt nicht zu gross aus; man darf also bei dieser Stellung der Schaufeln gewiss einen merklich bessern Effekt erwarten, als bei dem unterschlächtigen Rade mit radial gestellten Schaufeln.

Form und Stellung der Schaufeln bei den mittelschlächtigen Rädern. Bei diesen Rädern haben die Schaufeln die Bestimmung, das in sie hereinstürzende Wasser aufzufangen und ihm seine relative Geschwindigkeit gegen die Schaufeln zu entziehen. Für den Eintritt des Wassers in das Rad ist es slso ziemlich gleichgültig, wie die Schaufeln geformt sind, nur dürfen sie dem Eintritt nicht hinderlich

und nicht sackförmig sein, weil sonst das Wasser zu tief hinabstösst, was zur Folge hat, dass der Theil des Gefälles, durch welchen das Wasser durch sein Gewicht wirkt, vermindert wird. Hinsichtlich des Eintritts würden also ebene, radial gestellte Schaufeln ganz dem Zweck entsprechend sein. Weil aber die Schaufeln im Unterwasser so tief tauchen sollen, dass der Wasserspiegel in dem untersten Schaufelraume und im Abzugskanal gleich hoch stehen, so ist es gut, wenn der äussere Theil der Schaufeln nicht radial, sondern in der Art schief gestellt wird, dass derselbe bei dem Austritt eine vertikale Stellung hat.

Hiernach ergibt sich nun für die Verzeichnung solcher Schaufeln folgende Regel:

Man mache, Tafel VI., Fig. 11, $AC = \frac{1}{4} AB = \frac{1}{4} a$, $AD = \frac{1}{2} AB = \frac{1}{2} a$, ziehe durch D eine Horizontallinie DE und durch C den mit dem äusseren Umfang des Rades concentrischen Kreisbogen CE, sodann ziehe man durch E die Vertikallinie EF und die radiale Linie EG, so ist FEG die Form und Stellung einer Schaufel. Zur Verzeichnung aller übrigen Schaufeln ist es bequem, wenn man sich des Kreises K bedient, an welchen die Verlängerungen der äusseren Theile aller Schaufeln tangiren müssen. Die Verzeichnung der übrigen Schaufeln bedarf sonst keiner weiteren Erklärung.

Damit das Wasser ungehindert in den Schaufelraum eintreten kann, ist es aber noch nothwendig, dass im Boden des Rades für jeden Schaufelraum eine Spalte angebracht wird, durch welche die Luft entweichen kann, während das Wasser eintritt. So wie nämlich die nachfolgende von den beiden Schaufeln, welche einen Schaufelraum bilden, in den Wasserstrahl eingetreten ist, kann aus diesem Schaufelraum am äussern Umfang des Rades keine Luft mehr entweichen; ist also im Radboden keine Luftspalte vorhanden, so wird die eingesperrte Luft comprimirt, wodurch sie, so wie die Füllung allmälig zunimmt, das Einströmen des Wassers immer mehr und mehr verhindert und sogar, wenn der Wasserstrahl eine bedeutende Dicke hat, ganz aufhebt; denn wenn die Luft nur um $^1/_{10}$ comprimirt wird, kann sie bereits einer Wassersäule von 1 Meter Höhe das Gleichgewicht halten; das Einströmen hört also dann schon auf. Eine Ventilation der Schaufelräume ist um so nothwendiger, je kleiner die Schaufeltheilung ist im Vergleich mit der auf dem Umfange des Rades gemessenen Dicke des Strahls, denn wenn die Schaufeltheilung sehr gross ist im Vergleich zur Dicke des Strahls, dauert die Absperrung des Schaufelraums durch den Strahl nur sehr kurze Zeit, findet aber das Gegentheil statt, so dauert diese

Absperrung verhältnissmässig sehr lange. Man sieht also, dass eine enge Schaufeltheilung nur dann die Vortheile gewährt, von welchen früher die Rede war, wenn die Schaufelräume ventilirt, d. h. mit Luftspalten versehen werden. Uebrigens muss die Ventilation noch so angeordnet werden, dass durch dieselbe kein Wasser entweichen kann.

Form und Stellung der Zellen bei dem rückschlächtigen Rade. Bei den Zellen der rückschlächtigen Räder darf der Winkel, unter welchem die äussere Zellenwand den äusseren Umfang des Rades durchschneidet, nicht zu klein sein, weil sonst die Winkel, unter welchen die Coulissen dem Umfang des Rades begegnen müssen, damit das Wasser, ohne gegen die Wände zu schlagen, in die Zellen eintreten kann, gar zu klein ausfallen, wodurch die zwei Nachtheile entstehen, dass 1) das Wasser sehr stark aus der horizontalen Richtung seiner Bewegung im Zuflusskanal abgelenkt werden muss, um die Richtung der Coulissen anzunehmen, und dass 2) die auf dem Umfang gemessene Dicke des eintretenden Wasserstrahles, folglich auch das Stossgefälle, sehr gross ausfällt.

Wird der Winkel β etwas gross angenommen, so beginnt zwar die Entleerung der Zellen etwas früher, als wenn der Winkel β klein ist, allein der Nachtheil, welcher hierdurch entstehen würde, kann durch eine schwache Füllung der Zellen und insbesondere durch Anwendung eines Kreisgerinnes ganz beseitigt werden. In der Voraussetzung, dass man das Rad nicht mehr als auf $^1/_4$ bis $^1/_3$ füllt, und dass ein Kreisgerinne angewendet wird, kann man bei einem grösseren Rade mit hölzernen Zellen die Konstruktion, Tafel VI., Fig. 12, bei einem kleinen Rade mit hölzernen Zellen die Konstruktion Fig. 13, endlich bei einem Rade mit Blechschaufeln die Konstruktion Fig. 14 mit Vortheil anwenden.

In diesen drei Figuren ist $A\,B$ der äussere, $A_1\,B_1$ der innere Umfang des Rades, $\mathfrak{A}\,\mathfrak{B}$ ist ein Hilfskreis, welcher von den beiden andern Kreisen gleich weit absteht, $c\,c_1$ ist die Schaufeltheilung. Sind diese drei Kreise verzeichnet, und ist auf dem äusseren die Schaufeltheilung gemacht, so verbindet man die Theilungspunkte $c\,c_1$ mit dem Mittelpunkte des Rades, sodann die Punkte $b\,b_1$, in welchen der mittlere Kreis geschnitten wird mit den Theilungspunkten $c\,c_1$.

Soll das Rad hölzerne Zellenwände erhalten, und sind die Linien $b\,c$ und $b_1\,c_1$ nicht auffallend convergirend, so dass die äussere und innere Weite des Schluckes nahe gleich gross sind, so ist die Anordnung Fig. 12 mit ebenen Zellenwänden zu nehmen.

Wenn dagegen die Linien b c und b_1 c_1 merklich convergiren, so muss man, damit die Weite des Zellenschlucks überall nahe gleich gross ausfällt, statt der geradlinigen äusseren Wände gekrümmte Wände machen, wie Fig. 13 zeigt.

Wenn endlich die Wände aus Blech gemacht werden sollen, nimmt man statt der geradlinig gebrochenen Linie b c a, b_1 c_1 a_1 die stetig gekrümmte Linie, welche durch die Punkte a b c geht, wie Fig. 14 zeigt. Auch bei diesem Rade müssen die Zellen ventilirt werden, aus den gleichen Gründen, welche früher angegeben worden sind.

Form der Zellen bei dem oberschlächtigen Rade. Bei diesem Rade kann das Wasser ohne Schwierigkeit fast tangirend in das Rad geleitet werden, es ist daher hier möglich, den Winkel β, unter welchem die Zellenwände dem äusseren Umfang des Rades begegnen, kleiner zu machen, als bei dem rückschlächtigen Rade, und desshalb kann bei dem oberschlächtigen Rade das kostspielige Kreisgerinne weggelassen werden. Denn wenn die Zellen nicht mehr als $^1/_4$ oder $^1/_3$ gefüllt, wenn ferner die Zellen hinreichend tief gemacht werden, und wenn endlich der Winkel β hinreichend klein angenommen wird, beginnt die Entleerung des Rades erst sehr tief unten, so dass durch die Anwendung eines Kreisgerinnes kein merklicher Vortheil hinsichtlich des Nutzeffektes erzielt werden kann.

Um nun für oberschlächtige Räder zweckmässig geformte Zellen zu erhalten, haben wir nur die früher für das rückschlächtige Rad angenommenen Konstruktionen dahin zu modifiziren, dass der Winkel β klein ausfällt, was dadurch geschieht, indem man nicht die Theilungspunkte c c_1 des äusseren Radumfanges, sondern die Punkte d d_1, Tafel VI., Fig. 15, 16, 17, welche von c c_1 um $^1/_4$ der Schaufeltheilung abstehen, mit den Punkten b b_1 durch gerade oder krumme Linien verbindet. Eine nähere Erklärung der Verzeichnung dieser Zellen ist wohl nicht nöthig.

Eine Ventilation der Zellen ist bei dem oberschlächtigen Rade nicht möglich, aber auch nicht nothwendig, weil durch die Regeln, welche für die Breite des Rades und für die Schaufeltheilungen aufgestellt wurden, die Dicke des Wasserstrahles immer nur ungefähr halb so gross ausfällt, als die Schluckweite, so dass also neben dem in die Zellen eintretenden Wasserstrahl jederzeit freier Raum für das Entweichen der Luft vorhanden ist.

Einlauf und Gerinne bei dem unterschlächtigen Rade. Die Bedingungen, welche zu erfüllen sind, um eine gute Konstruktion des

Gerinnes und des Einlaufes zu erhalten, sind für dieses Rad folgende: 1) soll das Wasser so viel als möglich ohne Geschwindigkeitsverlust bis an den Umfang des Rades geleitet werden; 2) soll kein Wasser zwischen den Schaufeln entweichen können, ohne auf dieselben zu wirken; 3) soll das Gerinne dazu beitragen, dass das Wasser weder zu früh noch zu spät aus dem Rade tritt; 4) soll der Wasserverlust durch den Spielraum zwischen den Schaufeln und dem Gerinne möglichst vermieden werden. Man wird der zweckmässigsten Konstruktion ziemlich nahe kommen, wenn man auf folgende Weise verfährt:

Man verzeichne, Tafel VII., Fig. 1, den äusseren Umfang des Rades, trage von dem tiefsten Punkt C aus eine Schaufeltheilung C D nach rechts und eine Schaufeltheilung C B nach links auf und verzeichne einen mit dem äusseren Umkreis des Rades concentrischen Kreisbogen B C D, welcher von dem Umfangskreis um den Spielraum von 0·015 bis 0·02 Meter absteht. Sodann ziehe man von B aus eine gegen den Horizont um $^1/_{20}$ geneigte Linie B A und berechne die Dicke der Wasserschichte unmittelbar vor dem Rade. Da wir annehmen, dass der Punkt F in der Höhe des Wasserspiegels vom Abzugskanal liegt, so befindet er sich in einer Tiefe gleich der Gefällshöhe H unter der Oberfläche des Wassers im Zuleitungskanal; wenn wir also die Dicke jener Wasserschichte mit x und die Breite der Schützenöffnung (welche wir jedesmal um 0·1 Meter kleiner annehmen, als die Breite des Rades) mit b_1 bezeichnen, so hat man die Gleichung:

$$Q = b_1 \, x \sqrt{2 g \left(H + \frac{x}{2}\right)}$$

aus welcher x durch Annäherung bestimmt werden muss. Es ist übrigens auch hinreichend genau, wenn man $\frac{x}{2}$ gegen H vernachlässigt, wodurch sich ergibt:

$$x = \frac{Q}{b_1 \sqrt{2 g H}}$$

Zieht man nun in dem Abstande x zu A B eine Parallele F E, so hat man die Oberfläche des Wassers unmittelbar vor dem Rade. Zieht man ferner in einer Höhe H über dem Punkt F, so wie auch durch den Punkt F selbst Horizontallinien, so bestimmen dieselben die Wasserspiegel im Zufluss- und im Abflusskanal. Zieht man endlich in der Nähe des Rades eine gegen den Horizont um 60°

geneigte Linie E J, so bestimmt diese die Stellung des Schützens, welcher auf der dem Zuflusskanale zugekehrten Seite eine für die Leitung des Wassers nach der Ausflussöffnung geeignete Abrundung erhalten soll. Dass durch diese Konstruktion die früher angegebenen Bedingungen erfüllt werden, ist wohl leicht einzusehen. Der schiefgestellte auf seiner inneren Seite gekrümmte und insbesondere an der unteren Kante abgerundete Schützen leitet das Wasser in die Ausflussöffnung, ohne dass daselbst eine Contraktion des Strahles, noch ein Anprallen des anströmenden Wassers an die Fläche A B eintreten kann, und da überdies die Entfernung E F ganz klein ist, so gelangt das Wasser ohne einen merklichen Verlust an Geschwindigkeit bei F an. Die schiefe Ebene A B, welche den bogenförmigen Theil B D unter einem stumpfen Winkel schneidet, leitet das Wasser über den Spielraum zwischen den Schaufeln und dem Gerinne in die Schaufelräume hinein; es kann also durch diesen Spielraum kein bedeutender Wasserverlust entstehen, was allerdings der Fall wäre, wenn die schiefe Ebene A B den bogenförmigen Theil des Gerinnes tangiren würde. Der über zwei Schaufeltheilungen sich erstreckende bogenförmige Theil des Gerinnes bewirkt nämlich, dass kein Wassertheilchen zwischen den Schaufeln in den Abflusskanal gelangen kann, ohne auf eine Schaufel gewirkt zu haben; auch verhindert dieser Theil des Gerinnes das zu frühzeitige Austreten des Wassers.

Ist der Wasserstand in den beiden Kanälen bedeutend veränderlich und soll der Nutzeffekt bei jedem Wasserstand möglichst günstig ausfallen, so muss das Rad und Gerinne mit einem Hebzeug versehen werden, durch welches die ganze Anordnung nach dem Wasserstande gestellt werden kann. Die Einrichtung eines solchen Hebzeuges besteht in Folgendem. Man denke sich die Punkte B und D durch Stangen mit dem Lager verbunden, in welchem die Zapfen der Wasserradswelle liegen und denke sich ferner, dass die schiefe Ebene A B bei A mit dem Boden des Zuleitungsgerinnes und bei B mit dem Bogen B D vermittelst einer Gliederung verbunden werde, so ist klar, dass wenn beide Lager der Wasserradswelle nach O_1 gehoben oder nach O_2 gesenkt werden, so kommt das gegliederte Gerinne im ersteren Falle in die Lage $A B_1 D_1$ und im letzteren Falle in die Lage $A B_2 D_2$, dabei bleibt der bogenförmige Theil immer concentrisch mit dem Radumfange und nur die schiefe Ebene ändert ihre Stellung gegen den Horizont; im Allgemeinen befindet sich aber das Rad in jeder Stellung annähernd unter den gleichen Umständen, der Nutzeffekt fällt also immer nahe gleich günstig aus.

Einlauf und Gerinne bei dem Kropfrad. Die Anordnung eines Gerinnes für ein Kropfrad richtet sich nach der Beschaffenheit der Wasserstände im Zufluss- und im Abflusskanal und nach den Anforderungen, welche an das Rad gestellt werden.

Jene Wasserstände können unveränderlich oder sie können veränderlich sein, und von dem Rade kann entweder ein möglichst günstiger Effekt oder mit Verzichtung auf denselben ein schneller Gang, mithin eine gewisse Umfangsgeschwindigkeit gefordert werden. Die Konstruktionen des Gerinnes unterscheiden sich in den vier verschiedenen Fällen nur in der Bestimmung der Lage einfacher Punkte; es ist daher zunächst nur nothwendig, einen speziellen Fall im Detail zu behandeln, indem sich die übrigen Fälle leicht auf diesen einen Fall zurückführen lassen.

Betrachten wir zuerst den Fall, wenn die Wasserstände in den beiden Kanälen unveränderlich sind, und wenn ein möglichst günstiger Nutzeffekt verlangt wird. Das Verfahren ist dann folgendes:

Man verzeichne, Tafel VII., Fig. 2, mit dem Halbmesser R und R + 0·015^{m} den äusseren Umkreis des Rades und die innere Krümmung B C des Gerinnes, ziehe den vertikalen Halbmesser O C, mache C F = ½ a, F K = H und ziehe die Horizontallinien p F q und m n K, so sind diese die Wasserstände in den beiden Kanälen. Damit der Wasserstand über dem Scheitel A des Einlaufs nicht zu klein wird, nehme man den Punkt B, in welchem der Einlauf der Krümmung des Gerinnes begegnet, in einer Tiefe von 0·46 Meter unter der Oberfläche m n an, so dass das Wasser bei B mit einer Geschwindigkeit von 3 Meter ankommt, ziehe den Radius B O und messe den Winkel $\widehat{BOC} = \gamma$. Der Einlauf A B richtet sich nun nach dem Werthe von γ. Ist γ gleich oder kleiner als 45°, so konstruire man die Parabel A B so, dass sie das Gerinne in dem Punkte B berührt, in welchem Falle der Winkel δ gleich 0 und der Winkel $\gamma - \delta$ gleich γ wird. Ist hingegen γ grösser als 45°, so nehme man den Winkel $\gamma - \delta$, den die zum Punkte B der Parabel gehörige Tangente mit dem Horizont bildet, gleich 45° an. Zur Bestimmung der Position des Scheitels A der Parabel hat man allgemein:

$$\overline{BD} = \overline{MB} \sin 2 (\gamma - \delta)$$

$$\overline{AD} = \overline{MB} \sin^2 (\gamma - \delta)$$

Wenn die Parabel bei B tangiren soll, ist $\delta = 0$ und dann wird

$$\overline{BD} = \overline{MB} \sin 2 \gamma$$

$$\overline{AD} = \overline{MB} \sin^2 \gamma$$

Wenn $\gamma > 45°$ ist, wird wegen $\gamma - \delta = 45°$

$$\overline{BD} = \overline{MB} = 0{\cdot}46^m$$

$$\overline{AD} = \frac{1}{2}\,\overline{MB} = 0{\cdot}23^m$$

Die Position des Scheitels der Parabel und die vollständige Konstruktion derselben kann auch auf folgende Art graphisch bewerkstelligt werden.

Man verzeichne, Tafel VII., Fig. 3, den Winkel gBD, welchen die zu dem Punkte B der Parabel gehörige Tangente mit dem Horizont bilden soll; mache $gB = BM = \frac{V^2}{2g}$, messe den Abstand gi und trage ihn von B nach k auf, so ist $kl = DA$. Hierauf konstruire man den Winkel $gBh = DBg$, mache $Bh = BM$, so ist $hr = BD$. Trägt man also hr von B nach D auf, und kl von D nach A, so hat man den Scheitel der Parabel. Um einzelne Punkte der Parabel zu finden, verzeichne man das Rechteck $ADBo$, theile oA in mehrere, z. B. in vier, und oB in eben so viele gleiche Theile, verbinde die Punkte 1, 2, 3 mit A und ziehe durch I, II, III Parallellinien mit AD, so sind m_1, m_2, m_3 die gesuchten Punkte. Um die diesen Punkten entsprechenden Krümmungshalbmesser und Mittelpunkte zu finden, mache man die Entfernung

$$1'\,1'' = 2'\,2'' = 3'\,3'' = D\,4'' = \overline{2\,A\,n}$$

verbinde m_1 mit $1''$, m_2 mit $2''$, m_3 mit $2'''$, B mit $4''$, so schneiden sich diese Linien in den Punkten IV', III', II', I'', aus welchen die Kreisbögen Bm_3, m_3m_2, m_2m_1, m_1A beschrieben werden müssen.

Ist die Parabel AB verzeichnet, so setze man sie noch etwas über A fort, und ziehe an diese Fortsetzung unter einem Winkel von ungefähr 20° eine Tangente, bis an den Boden des Zuleitungskanales.

Dem Schützen gebe man gegen den Horizont eine Neigung von 60°, und nehme seine Entfernung von dem Rade so an, dass derselbe, wenn er niedergelassen wird, den Einlauf im Scheitel A oder etwas unterhalb berührt.

Der dem Zuleitungskanal zugewendeten Fläche des Schützens gebe man eine für die Leitung des Wassers zweckmässige Krümmung, insbesondere in der Nähe der untern Kante.

Sind die Wasserstände in den beiden Kanälen unveränderlich, und soll das Rad einen schnelleren Gang erhalten, so nehme man

den Punkt B in einer Tiefe $4 \frac{v^2}{2g}$ unter der Oberfläche m n an, und verfahre übrigens bei der Konstruktion des Gerinnes wie im vorhergehenden Falle.

Sind die Wasserstände veränderlich, so nehme man den Punkt C, Tafel VII., Fig. 2, in einer Tiefe $^1/_2$ a unter dem mittleren Wasserstand im unteren Kanale, und den Punkt B in einer Tiefe $4 \frac{v^2}{2g}$ unter dem niedrigsten Wasserstand des oberen Kanales an, und verfahre im Uebrigen bei der Konstruktion des Gerinnes wie im ersten Falle.

Einlauf und Gerinne bei dem Ueberfallrade. Tafel VII., Fig. 4. Zur Bestimmung der Breite b des Rades ist schon früher, Seite 101, eine Regel angegeben worden. Die Breite b_1 des Einlaufes nimmt man immer etwas schmäler an, als die des Rades, und zwar um $0{\cdot}1^m$, es ist daher:

$$b_1 = b - 0{\cdot}1^m$$

Aus der Breite des Einlaufes und aus der Wassermenge Q, welche in 1 Sekunde dem Rade zufliessen soll, ergibt sich nun zunächst die Dicke t der Wasserschichte über dem Scheitel des Ueberfalles. Es ist nämlich nach der bekannten Formel für die Wassermenge bei Ueberfällen:

$$t = \left(\frac{Q}{0{\cdot}443\, b_1\, \sqrt{2g}}\right)^{\frac{3}{2}}$$

Diesen Werth von t kann man auch aus der Tabelle 142, Seite 120 der Resultate entnehmen, wenn man die Wassermenge $\frac{Q}{b_1}$ berechnet, welche über jeden Meter Breite des Ueberfalles abfliessen soll, und für diese Wassermenge die entsprechende Dicke der Schichte aufsucht.

Zur Leitung des Wassers ist es gut, wenn man die obere Kante des beweglichen Schützens mit einer Leitfläche versieht, und diese nach der Parabel A B, Tafel VII., Fig. 4, krümmt, welche die bei A mit der Geschwindigkeit $\sqrt{2\,g\,t}$ nach horizontaler Richtung austretenden Wassertheilchen beschreiben. Um diese Parabel zu konstruiren, muss zunächst die Frage beantwortet werden, in welcher Entfernung von dem Umfangskreis des Rades der Scheitel A angenommen werden soll. Wird dieser Punkt dem Rade genähert, und z. B. nach A_1 verlegt, so fällt der Punkt B_1, in welchem die Parabel dem Umfang des Rades begegnet, höher hinauf, das Stoss-

gefälle wird dadurch kleiner, aber der Winkel, unter welchem der Strahl dem Umfang des Rades begegnet, wird grösser.

Nimmt man die Parabel in einer grösseren Entfernung, z. B. $A_2 B_2$ an, so fällt jener Punkt tiefer, nämlich nach B_2 herab, dagegen wird jener Winkel kleiner; man sieht hieraus, dass es eine gewisse Entfernung geben muss, bei welcher die Effektverluste, welche bei dem Eintritt des Wassers entstehen können, am kleinsten ausfallen, und es ist bei der strengen Theorie in dem grösseren Werke über Wasserräder nachgewiesen worden, dass dies dann der Fall ist, wenn bei einer Umfangsgeschwindigkeit des Rades von $v = 1{\cdot}5^m$ das Wasser im Punkt B mit einer Geschwindigkeit von $V = 3^m$, ankommt; dieser Punkt B muss also in einer Tiefe $M\,B = \frac{V^2}{2\,g} = \frac{3^2}{2\,g} = 0{\cdot}46^m$ unter dem oberen Wasserspiegel angenommen werden; und zur Bestimmung von B D folgt aus den Formeln Seite 110

$$B\,D = 2\sqrt{t\left(\frac{V^2}{2\,g} - t\right)}$$

oder weil $V = 3^m$ gesetzt werden soll

$$B\,D = 2\sqrt{t\,(0{\cdot}46 - t)}$$

Die Verzeichnung des Gerinnes geschieht nun auf ganz ähnliche Weise wie bei dem Kropfrade gezeigt wurde. Man verzeichnet nämlich zuerst den Umfangskreis des Rades und die Krümmung des Gerinnes, nimmt den untern Wasserspiegel in einer Höhe $\frac{1}{2}\,a$ über dem tiefsten Punkt des Rades an, trägt von diesem aus das Gefälle auf, nimmt den Punkt B in einer Tiefe $\frac{V^2}{2\,g} = 0{\cdot}46^m$ unter dem oberen Wasserspiegel an, berechnet hierauf vermittelst der obigen Formeln den Werth von t und von B D, trägt dieses letztere Maass von B aus nach horizontaler Richtung auf, zieht durch D eine Vertikallinie, und durchschneidet dieselbe durch eine in einer Tiefe t unter dem oberen Wasserspiegel gezogene Horizontallinie, so ergibt sich der Punkt A, d. h. der Scheitel der Parabel, deren vollständige Konstruktion nun auf die gleiche Weise ausgeführt wird, wie früher bei dem Kropfrade gezeigt wurde. Ist der Wasserstand im untern Kanale veränderlich, so muss der untere Stand in einer Höhe $\frac{1}{2}\,a$ über dem tiefsten Punkt des Rades genommen werden.

Einlauf und Gerinne bei dem Coulissenrad. Hier handelt es sich vorzugsweise um die Bestimmung des Winkels δ, unter welchem

die Coulissen dem Umfang des Rades begegnen sollen, ist dieser Winkel bestimmt, so ergibt sich dann die Konstruktion des Gerinnes und Einlaufes auf ähnliche Weise, wie bei den zwei vorhergehenden Anordnungen. Wird der Winkel δ zu klein angenommen, so fällt die auf dem Umfang des Rades gemessene Dicke der Wasserschichte, und mithin auch das Stossgefälle gross aus, was nachtheilig ist. Wird hingegen jener Winkel gross angenommen, so schlagen die Schaufeln gegen das eintretende Wasser, drängen es zurück, und es entsteht ein schädlicher Rückstoss auf die Schaufeln. Man sieht also, dass es einen gewissen Werth von δ geben müsse, bei welchem diese Nachtheile am kleinsten ausfallen. Die in meinem grösseren Werke enthaltene genauere Theorie des Coulissenrades zeigt, dass der vortheilhafteste Werth des Winkels δ bei einer Umfangsgeschwindigkeit des Rades von $v = 1{\cdot}5^m$, 32° bis 38° und im Mittel nahe 36° betrage.

Bei einer grösseren Umfangsgeschwindigkeit des Rades fällt natürlich δ kleiner aus, da man aber in der Regel $v = 1{\cdot}5$ bis $v = 1{\cdot}8^m$ annehmen wird, so wird man immer den vortheilhaftesten Anordnungen sehr nahe kommen, wenn man $\delta = 36^\circ$ nimmt.

Die Verzeichnung des Gerinnes geschieht nun wiederum auf folgende Weise. Man verzeichnet den äusseren Umkreis des Rades und die Krümmung des Gerinnes, indem man den Spielraum der Schaufeln gleich 0·015 bis 0·02 Meter annimmt. Sind die Wasserstände unveränderlich, so nehme man den unteren in einer Höhe $\frac{a}{2}$ über dem tiefsten Punkt des Rades an, und trage das Gefälle auf, so erhält man den oberen Wasserspiegel mn, Tafel VII., Fig. 5, Nun nehme man den Punkt 1 in einer Tiefe von 0·3 Meter unter dem oberen Spiegel an, mache $1{,}2 = 2{,}3 = 3{,}4 \ldots = \frac{1}{3}\,a$, ziehe den Radius $O\,1$, verzeichne den Winkel $\widehat{p\,1\,I} = \delta = 36^\circ$, beschreibe aus O einen Kreis K, welcher den Schenkel $1\,p$ des Winkels $\widehat{p\,1\,O}$ berührt, ziehe von den übrigen Theilungspunkten $2, 3, 4$ Tangenten nach diesem Kreise K, mache $1\,I = 2\,II = 3\,III \ldots = 0{\cdot}8\,a$, und beschreibe aus $I, II, III \ldots$ mit dem Halbmesser $1\,I = 2\,II = 3\,III \ldots = 0{\cdot}8\,a$ die Kreisbögen $1\,1_1$, $2\,2_1$, $3\,3_1 \ldots$ so sind dies die Coulissen.

Um die erforderliche Anzahl derselben zu bestimmen, berechne man die Wasserquantitäten, welche zwischen je zwei dieser Coulissen ausströmen, addire die erste und zweite, dann die erste, zweite und dritte u. s. w., dann ist die erforderliche Anzahl von Coulissen diejenige, für welche die Summe der Wasserquan-

titäten gleich oder grösser als Q ausfällt. Es ist aber immer zu empfehlen, eine oder zwei Coulissen mehr anzunehmen.

Sollte der obere Wasserspiegel veränderlich sein, so mache man die so eben angegebene Konstruktion für den niedrigsten Stand, und füge noch aufwärts so viele Coulissen hinzu, dass die oberste derselben den Umkreis des Gerinnes in einem Punkt schneidet, dessen Tiefe unter dem höchsten Wasserstand gleich oder kleiner als 0·3 Meter ist.

Um die Wassermenge zu berechnen, welche zwischen zwei Coulissen ausströmt, nehme man das Produkt aus folgenden Grössen: 1) aus einem Coeffizienten, der gleich 0·4 gesetzt werden kann; 2) aus der äusseren Weite des Coulissenkanals, welche gleich ist der Länge des von dem Endpunkte, z. B. 2 einer Coulisse auf die nächste Coulisse 3 3, gefällten Perpendikels; 3) aus der Breite des Einlaufs, welche um 0·1ᵐ kleiner als die Breite des Rades angenommen werden darf; 4) aus der Geschwindigkeit, welche der Tiefe des Mittelpunktes der Oeffnung unter dem oberen Wasserspiegel entspricht.

Einlauf und Gerinne bei dem rückschlächtigen Rade. Bei diesem Rade muss wiederum der Fall, wenn die Wasserstände unveränderlich sind, von demjenigen unterschieden werden, wenn sie veränderlich sind.

Wenn die Wasserstände unveränderlich sind, verfahre man bei der Verzeichnung des Gerinnes und des Einlaufes auf folgende Art:

Man verzeichne, Tafel VII., Fig. 6, den äusseren und inneren Umkreis des Rades, so wie auch die in einem Abstande $0{\cdot}015^m$ bis $0{\cdot}02^m$ mit den ersteren concentrische Krümmung des Gerinnes; nehme den unteren Wasserspiegel entweder tangirend an den tiefsten Punkt des Rades an oder in einer Höhe $\frac{a}{2}$ über diesem tiefsten Punkt. Wenn einmal das Gefälle so gross ist, dass man ein rückschlächtiges Rad anwenden kann, ist es nicht mehr von Wichtigkeit, das Rad im Unterwasser tauchen zu lassen, indem das Gefälle, welches dadurch gewonnen werden kann, von keinem Belang ist gegen das totale Gefälle.

Hierauf trage man das Gefälle auf und ziehe die Linie m n, welche den Wasserstand im oberen Kanale angibt. Nun nehme man im Umkreis des Gerinnes den Punkt 1 in einer Tiefe von $0{\cdot}3^m$ unter dem Wasserspiegel m n an, mache

$$1{,}2 = 2{,}3 = 3{,}4 \ldots\ldots = 0{\cdot}4\ a$$

verzeichne die Zelle 1 a b in der Stellung, dass ihre äussere Kante durch den Punkt 1 geht, verlängere die Richtung a 1 nach e, ziehe durch 1 an den Umkreis des Gerinnes eine Tangente 1 c, mache 1 d gleich der Geschwindigkeit, welche der Tiefe des Punktes 1 unter der Oberfläche des Spiegels m n entspricht und 1 c gleich der Umfangsgeschwindigkeit des Rades und vollende das Parallelogramm 1 e d c, so ist die Diagonale 1 d die Richtung, nach welcher das Wasser bei 1 eintreten muss, damit es weder an die Wand 1 a anschlägt, noch von derselben geschlagen wird. Denn wenn das Wasser nach der Richtung 1 d und mit der Geschwindigkeit 1 d bei 1 eintritt, und man denkt sich diese letztere in die zwei Geschwindigkeiten 1 c und 1 e zerlegt, so folgt es mit 1 c dem Umfange des Rades, tritt also mit 1 e nach der Richtung von 1 d in die Zelle ein, d. h. der Eintritt erfolgt gerade so, als wenn das Rad ruhte, und als wenn das Wasser mit einer Geschwindigkeit 1 e nach der Richtung e 1 a ankäme. Wollte man das Wasser so eintreten lassen, dass es schon bei 1 gegen die obere Fläche der Wand schlüge; so würde der Winkel $\widehat{d\,1\,c}$ gar zu klein ausfallen, das Wasser müsste also sehr stark aus der horizontalen Richtung seiner Bewegung im Kanale abgelenkt werden, und die Coulissenkanäle würden sehr eng ausfallen, es ist daher besser, das Wasser bei 1 ohne Stoss gegen die Fläche 1 a eintreten zu lassen. Nun errichte man in 1 auf 1 d eine Senkrechte, nehme einen passenden Krümmungshalbmesser 1 I (gewöhnlich = a) für die Coulisse an, und beschreibe mit demselben die obere Coulisse $1\ 1_{,}$. Die den Theilungspunkten 2, 3, 4 entsprechenden Coulissen ergeben sich dann, indem man durch 2, 3, 4 Linien 2 II, 3 III, 4 IV zieht, die gegen den Umfangskreis des Gerinnes eben so stark geneigt sind, wie die Linie 1 I, was dadurch geschehen kann, indem man aus dem Mittelpunkte des Rades einen (in der Figur nicht vorhandenen) Kreis zieht, welcher von der verlängerten Richtung I 1 berührt wird und nach diesem Kreis von den Punkten 2, 3, 4 aus Tangenten zieht und hierauf mit dem Halbmesser 1 I = 2 II = 3 III = a aus I, II, III, Kreisbögen beschreibt.

Die so konstruirten Coulissen haben die Eigenschaft, dass das Wasser mit stetig zunehmender Intensität auf die obere Seite der Wand 1 a anschlägt, während dieselbe durch den Wasserstrahl niedergeht. Die erforderliche Anzahl Coulissen wird wiederum auf ähnliche Art bestimmt, wie bei dem vorhergehenden Rade gezeigt wurde, nur hat man hier den Coeffizienten 0·75 in Rechnung zu bringen. Ist diese Anzahl ausgemittelt, so ergibt sich die schiefe Fläche $1_{,}\ 4_{,}$, auf welcher der Schützen zu gleiten hat, indem man die Punkte $1_{,}$ und $4_{,}$ so bestimmt, dass sie von dem Umkreis des

Gerinnes gleich weit und zwar um ungefähr 0·3ᵐ abstehen, und sie hierauf durch eine gerade Linie verbindet.

Wenn die Wasserstände in den beiden Kanälen veränderlich sind, nehme man den höchsten Stand im untersten Kanale in einer Höhe $\frac{1}{2}$ a über dem tiefsten Punkt des Rades an, verzeichne nach dem so eben angegebenen Verfahren den Einlauf für den niedrigsten Wasserstand im oberen Kanale und füge nach aufwärts so viele Coulissen hinzu, dass der Theilungspunkt für die oberste derselben ungefähr 0·3ᵐ unter den höchsten Wasserspiegel zu liegen kommt.

Einlauf bei dem oberschlächtigen Rade. Bei dem oberschlächtigen Rade müssen wir den Fall, wenn ein möglichst günstiger Nutzeffekt verlangt wird, von demjenigen unterscheiden, wenn der Wasserzufluss mehr als hinreichend ist, dafür aber eine gewisse Umfangsgeschwindigkeit des Rades oder eine gewisse Anzahl Umdrehungen desselben gefordert wird.

Soll der Effekt möglichst günstig ausfallen, so nehme man die Umfangsgeschwindigkeit des Rades nicht grösser als 1·5ᵐ und die Geschwindigkeit des am Scheitel eintretenden Wassers nicht grösser als 3ᵐ an, berechne nach den bereits früher aufgestellten Regeln die Dimensionen des Rades, verzeichne den Durchschnitt desselben tangirend an den unteren Wasserspiegel, und eine im Scheitel stehende Zelle a f g, Tafel VII., Fig. 7. Sodann ziehe man durch den Punkt a eine Tangente a d an das Rad und eine Tangente a c an den Punkt a der Krümmung a f, mache a d = v, ziehe durch d eine Parallele zu a c, durchschneide diese von a aus mit einer Zirkelöffnung $\overline{ab} = 2\,\overline{ad} = 2\,v = V$ und ziehe die Diagonale des Parallelogramms a b c d, so ist a b die Richtung, nach welcher das Wasser bei a ankommen muss, um ohne Stoss gegen a f in die Zelle a f g einzutreten. Den Einlauf a e kann man nach der Parabel krümmen, welche ein Wassertheilchen beschreibt, welches in a nach der Richtung a b und mit der Geschwindigkeit V ankommt. Der Scheitel e dieser äusserst schwach gekrümmten Parabel wird auf die gleiche Weise gefunden, wie bei dem Kropfrad. Es ist nämlich der Horizontalabstand der Punkte a und e gleich $\overline{a\,l}\,\sin 2\,(\widehat{b\,a\,d})$ und der Vertikalabstand derselben $\overline{a\,l}\,\sin^2(\widehat{b\,a\,d})$. Von e an ziehe man den horizontalen oder sehr schwach geneigten Boden e k des Zuleitungskanals, und den Schützen stelle man über den Scheitel der Parabel, wenn der Punkt e so weit von dem Umfange des Rades entfernt ist, dass daselbst zum Tragen des Kanals ein Querbalken angebracht werden kann, widrigenfalls stelle man den Schützen so weit gegen

k zurück, dass unter demselben für einen Tragbalken hinreichender Raum vorhanden ist.

Wenn gefordert wird, dass das Rad in 1 Minute eine gewisse Anzahl Umdrehungen machen soll, bleibt die Konstruktion ungeändert, es muss aber R, v und V durch Rechnung bestimmt werden. Nun ist allgemein:

$$2\,R = H - \frac{V^2}{2\,g}$$

$$n = 9{\cdot}548\,\frac{v}{R}$$

Wenn wir aber annehmen, dass das Wasser mit einer Geschwindigkeit V ankommen soll, die doppelt so gross ist als die Umfangsgeschwindigkeit des Rades (eine Annahme, die desshalb zweckmässig ist, weil dann die Dicke des Strahles ungefähr halb so gross ausfällt, als die Schluckweite), so haben wir noch:

$$V = 2\,v$$

Aus diesen drei Gleichungen folgt:

$$R = \frac{2\,g\,(4{\cdot}774)^2}{n^2}\left[-1 + \sqrt{1 + \frac{1}{2}\,\frac{H\,n^2}{(4{\cdot}774)^2\,g}}\right]$$

oder

$$R = \frac{447}{n^2}\left[-1 + \sqrt{1 + \frac{H\,n^2}{447}}\right]$$

und dann hat man ferner:

$$v = \frac{n\,R}{9{\cdot}548}$$

$$V = 2\,v$$

Die Bedingung, dass das Rad in 1 Minute n Umdrehungen machen soll, ist jedoch nur dann realisirbar, wenn der Werth von R, welchen die Formel gibt, nicht zu sehr von $\frac{1}{2}\,H$ verschieden ist.

Praktischer Theil des Wasserradbaues.

Festigkeitsverhältnisse des Radbaues.

Bauart der Wasserräder im Allgemeinen. Wenn man von dem Materiale abstrahirt, aus welchem die Räder hergestellt werden können, und nur allein die Art der Verbindung der einzelnen Theile zu einem Ganzen in's Auge fasst, so kann man alle Räder in folgende drei Klassen eintheilen:

1. Räder mit steifen Armen, durch welche der den Schaufeln oder Zellen mitgetheilte Effekt in die Radwelle und durch diese auf die Transmissionsräder übertragen wird.

2. Räder mit steifen Armen und mit einem an die Radarme oder an die Radkränze befestigten Zahnkranze, von welchem aus der dem Rade mitgetheilte Effekt an die Transmission übertragen wird.

3. Räder mit dünnen schmiedeisernen stangenartigen Armen und mit einem an die Radkränze befestigten Zahnkranze, welcher die Kraft an die Transmission abgibt.

Nach diesen drei Konstruktionssystemen richtet sich sowohl die Grösse, als auch die Art des Widerstandes, welchen die Arme und die Welle zu leisten haben, damit der Effekt mit Sicherheit auf die Transmission übertragen wird, daher ist es nothwendig, dass wir diese Konstruktionssysteme genauer betrachten.

Es sei, Tafel VII., Fig. 8, der Durchschnitt eines nach dem ersten Systeme gebauten Rades mit drei Armsystemen. Wenn wir vorläufig von dem Gewichte des Baues absehen, so ist klar, dass hier jedes Armsystem gleich stark, und zwar auf respektive Festigkeit, in Anspruch genommen wird. Jedes Armsystem überträgt also $\frac{1}{3}$ des ganzen, dem Rade mitgetheilten Effekts nach der Welle herein, diese empfängt also in jedem der drei Punkte a, b, c, $\frac{1}{3}$ N Pferdekräfte. Daraus geht aber hervor, dass die einzelnen Wellentheile a b, b c, c d nicht gleich grosse Effekte zu übertragen haben, sondern das Wellenstück a b überträgt nur die bei a in die Welle eingetretene Kraft $\frac{1}{3}$ N, mit dieser vereinigt sich die bei b eingetretene Kraft, das Wellenstück b c überträgt daher eine Kraft $\frac{2}{3}$ N, zu dieser kommt endlich bei c neuerdings die Kraft $\frac{1}{3}$ N hinzu, das Wellenstück c d überträgt demnach erst die totale Kraft $\frac{3}{3}$ N = N auf die Transmission.

Dass diese Wellenstücke auf Torsion in Anspruch genommen sind, bedarf kaum erwähnt zu werden; auch wird es nach diesem Beispiele klar sein, wie stark die Arme und die einzelnen Wellenstücke in Anspruch genommen werden, wenn das Rad mehr oder weniger als drei Armsysteme besitzt. Nebst den angegebenen Kräften haben aber die Arme und die Welle auch noch das Gewicht der Konstruktion zu tragen, allein die Rechnung zeigt, dass die Dimensionen, welche die Arme und die Welle erhalten, um den zu übertragenden Kräften sicheren Widerstand leisten zu können, immer grösser ausfallen, als jene, welche sie für das Tragen des Gewichts der Konstruktion erhalten müssten; man kann daher bei der Berechnung der Stärke der Arme und der Welle von dem Gewichte der Konstruktion ganz absehen und nur allein die Zapfen der Welle nach diesem Gewichte bestimmen.

Dieses erste Konstruktionssystem ist klar und einfach, es ist aber für Räder, die eine bedeutende Kraft zu entwickeln haben, nicht anwendbar, weil es dann zu einem sehr schwerfälligen Baue führt; denn nehmen wir z. B. an, es handle sich um den Bau eines Rades, welches 40 Pferdekraft Nutzeffekt entwickeln soll und in 1 Minute fünf Umdrehungen macht, dann würde nach den bekannten Regeln zur Berechnung der Torsionswellen das Wellenstück c d einen Durchmesser von 32 Centimeter erhalten und das erste Transmissionsrad müsste wenigstens $6 \times 33 = 192$ Centimeter Halbmesser und 36 Centimeter Zahnbreite erhalten.

Man sieht also schon aus diesem Beispiele, dass dieses erste Konstruktionssystem für stärkere Räder nicht brauchbar ist, und es ist nun die Frage, welches der grösste Effekt ist, bei dem diese Bauart noch angewendet werden kann?

Um diese Frage ganz bestimmt zu beantworten, muss man die Konstruktionskosten des ersten Systems mit jenen des zweiten genau vergleichen; es wird daher zweckmässiger sein, wenn wir die Entscheidung dieses Punktes verschieben.

Betrachten wir nun ferner ein nach dem zweiten Systeme erbautes Rad, Tafel VII., Fig. 9, welches beispielsweise ebenfalls drei Armsysteme hat, so ist leicht einzusehen, dass das dem Zahnkranz gegenüberstehende, so wie auch das mittlere Armsystem einen Effekt $\frac{1}{3}$ N nach der Welle herein überträgt, und dass das letzte Drittel der totalen Kraft direkt dem mit dem Radkranz verbundenen Zahnkranz übergeben wird. Das erste Wellenstück überträgt daher einen Effekt $\frac{1}{3}$ N, das zweite Wellenstück dagegen einen Effekt $\frac{2}{3}$ N und dieser wird durch das auf der Seite des Zahnkranzes befindliche Armsystem nach dem Zahnkranze hinausgeleitet, und vereinigt sich

da mit dem direkt abgegebenen Effekt $\frac{1}{3}$ N. Das auf der Seite des Zahnkranzes befindliche Armsystem hat also bei dem zweiten Konstruktionssysteme, wenn mehr als zwei Armsysteme angewendet werden, mehr auszuhalten, und soll daher (was bei den bestehenden Rädern nicht der Fall ist) stärkere Dimensionen erhalten, als jedes der beiden anderen Armsysteme.

Was endlich die Zapfen betrifft, so haben diese das Gewicht der Konstruktion zu tragen; der auf der Seite des Zahnkranzes befindliche Zapfen B hat aber mehr auszuhalten, als der andere Zapfen A. Denn das Gewicht des Zahnkranzes wirkt grösstentheils nur auf B und das Gewicht aller übrigen Theile der Konstruktion wirkt zur Hälfte auf A, zur Hälfte auf B.

Man sieht also, dass wenn bei einem nach dem zweiten Konstruktionssysteme erbauten Rade alle Theile gehörig proportionirt sein sollen, so müssen die Querschnittsdimensionen so zu sagen von der Seite A gegen die Seite B hin allmählig wachsen.

Auch bei diesem Systeme kann man bei der Bestimmung der Dimensionen der Arme und der Wellenstücke zwischen den Armsystemen das Gewicht der Konstruktion vernachlässigen, denn einerseits fallen die Dimensionen, welche diese Theile erhalten, wenn man sie nach der zu übertragenden Kraft berechnet, stärker aus, als sie sein müssten, um das Gewicht der Konstruktion zu tragen, und andererseits verhindern die steifen Arme und ihre Verbindung durch die Schaufeln oder Kübel jede Biegung der Welle; es sind daher nur allein die Zapfen und die kurzen Wellenstücke von den Zapfen bis an die äusseren Armsysteme hin nach dem Gewichte der Konstruktion zu proportioniren.

Nach den nun gegebenen Erläuterungen wird man leicht auch die Kräfte bestimmen können, welchen die einzelnen Theile zu widerstehen haben, wenn mehr oder weniger als drei Armsysteme vorhanden sind.

Vergleichen wir nun das erste Konstruktionssystem mit dem zweiten, so sieht man, dass bei letzterem das Wellenstück c d, Fig. 8, und ein Armsystem von der Kraft $\frac{1}{3}$ N erspart wird; im Allgemeinen ist also die Zahnkranzkonstruktion hinsichtlich des Materialaufwands ökonomischer als jene, bei welcher kein Zahnkranz vorkommt; von Belang ist aber diese Ersparniss erst bei stärkeren Rädern.

Hinsichtlich der Arbeitskosten, welche die Ausführung verursacht, ist wenigstens für schwächere Räder ein Vortheil auf Seite der Anordnung ohne Zahnkranz, denn die Verbindung der einzelnen Segmente, aus welchen dieser letztere besteht, verursacht

ziemlich viel Arbeit, die bei einem kleinen Rade fast eben so gross ist, wie bei einem starken.

Man sieht also, dass das erste Konstruktionssystem für kleinere Kräfte bis zu 10 oder 12 Pferdekraft, das zweite System dagegen für stärkere Kräfte anzuwenden ist. Zur weiteren Bekräftigung dieser Regel kann man auch noch anführen, dass sich in jeder Maschinenwerkstätte bereits Modelle für Zahnräder bis zu 12 Pferdekraft vorfinden, es brauchen also die Kosten dieses Modells gar nicht oder doch nur gering in Anschlag gebracht zu werden.

Bei dem zweiten Konstruktionssysteme kommt ein Theil der vom Rade empfangenen Kraft erst nach einem weitläufigen Umwege an ihr Ziel; denn ein Theil der Kraft fliesst so zu sagen zuerst durch die Arme nach der Welle herein, durchläuft hierauf die ganze Welle und geht dann widerum durch das auf der Seite des Zahnkranzes befindliche Armsystem nach dem Umfange hinaus, um sich daselbst in dem Zahnkranze mit dem direkt abgegebenen Theile der Kraft zu vereinigen. Diesen Umweg muss die Kraft nur desshalb machen, weil bei dieser Bauart die Theile, welche das Schaufel- oder Kübelsystem bilden, nicht direkt unter sich und mit dem Zahnkranz zu einem Ganzen verbunden sind, sondern nur indirekt durch die steifen Arme und durch die Welle.

Dem dritten Konstruktionssysteme liegt nun der Gedanke zu Grund, durch eine direkte Verbindung des Schaufel- oder Zellensystems mit dem Zahnkranz die dem Rade mitgetheilte Kraft ohne allen Umweg unmittelbar in den Zahnkranz hineinzuleiten, so dass die verschiedenen Arme des Rades, so wie auch die Welle nur allein von dem Gewichte der Konstruktion affizirt werden, daher bedeutend schwächer gehalten werden können, als bei dem zweiten Konstruktionssystem. Die Bauart dieses dritten Systems wird durch Tafel VII., Fig. 10, 11, 12 erklärt. Fig. 10 ist ein Vertikaldurchschnitt des Rades, Fig. 12 eine äussere Ansicht des Rades nach Hinwegnahme der Schaufeln oder Zellen und des Radbodens; Fig. 11 ist eine äussere Ansicht des Rades nach der Richtung seiner Axe.

a a_1 sind die Radkronen oder Radkränze;

b ist der mit dem Radkranze a_1 verbundene Zahnkranz, welcher in das Getriebe c (auch Kolben genannt) eingreift;

d d_1 sind zwei Systeme von radialen schmiedeisernen Armen, welche aussen mit den Radkränzen und innen mit den auf der Radwelle g aufgekeilten scheibenartigen Körpern f f_1 (Rosetten) verbunden sind. Diese Arme sind bestimmt, das Gewicht der äusseren Theile des Rades zu tragen.

e e_1 sind zwei Systeme von Spannstangen. Die Stangen des Systems e gehen von der Rosette f_1 aus und sind aussen mit dem Radkranze a verbunden, die Stangen e_1 gehen dagegen von der Rosette f aus und sind aussen mit dem Kranze a_1 verbunden. Diese Stangen (Diagonalstangen) haben die Bestimmung, das Rad gegen horizontale Schwankungen (nach der Richtung der Axe des Rades) zu schützen.

i i sind Stangen, welche am inneren Umfange des Rades von dem Radkranze a aus in schiefer Richtung nach dem Radkranze a_1 hinführen, sie werden Umfangsstangen genannt und haben den Zweck, in Verbindung mit den Schaufeln oder Zellen, welche die beiden Radkränze auseinander halten, ein Verwinden dieser letzteren gegen einander zu verhindern.

Durch diese Umfangsstangen ist so zu sagen die Seite a des Rades an die andere Seite a_1 angespannt, und die Kraft, mit welcher das in den Schaufeln oder Zellen enthaltene Wasser auf den Kranz a wirkt, wird durch die Umfangsstangen i i auf die andere Seite des Rades übertragen und vereinigt sich daselbst in dem Zahnkranz mit der direkt abgegebenen Kraft. Diese Umfangsstangen liegen in der Fläche eines Rotations-Hyperboloides und müssen so angebracht werden, dass sie auf ihre absolute Festigkeit in Anspruch genommen werden, d. h. so, dass die an den Radkranz a abgegebene Kraft vermittelst dieser Stangen i i den Kranz a_1 nachzieht.

Was die Welle betrifft, so hat diese nur das Gewicht der Konstruktion des Rades zu tragen; das Gleiche gilt auch von den Zapfen; es ist aber auch hier wiederum der auf der Seite des Zahnkranzes befindliche Zapfen stärker in Anspruch genommen, als der andere.

Der klare früher ausgesprochene Grundgedanke, auf welchem dieses dritte Konstruktionssystem (auch Suspensionsprinzip genannt) beruht, ist weder von dem Erfinder desselben, noch von der Mehrzahl seiner Nachahmer richtig erkannt worden, was durch den Umstand bewiesen wird, dass die von Engländern, Franzosen und Deutschen nach diesem Systeme erbauten Räder keine Umfangsstangen, oft nicht einmal Diagonalstangen haben. Lässt man aber die Umfangsstangen weg, so hat diese Konstruktionsart gar keinen verständigen Sinn, und es ist dann, wie auch die Erfahrung bewiesen hat, gar nicht möglich, mit den dünnen radialen und diagonalen Stangen das Verwinden der beiden Seiten des Rades gegen einander aufzuheben.

So viel mir bekannt ist, haben die Herren *Esher Wyss & Comp.*

zuerst die Umfangsstangen in Anwendung gebracht, nachdem die Erfahrung ihre Nothwendigkeit kennen gelernt hatte.

Was die Anwendbarkeit dieses dritten Konstruktionssystems betrifft, so ist zunächst klar, 1) dass es nur gebraucht werden kann, wenn von dem Bau eines eisernen Rades die Rede ist, 2) dass mit demselben nur bei Rädern von grossen Halbmessern eine beachtenswerthe Ersparniss an Material erzielt werden kann; 3) dass für oberschlächtige Räder eine Eisenkonstruktion nicht von so bedeutendem Vortheil ist, als für Räder mit Gerinne, indem bei jenen der Nachtheil, welcher entsteht, wenn das Rad mit der Zeit sich etwas verzieht und unrund wird, nicht so gross sein kann als bei diesen, welche für eine gute Wirkung ein sich gleich bleibendes möglichst genaues Anschliessen des Radumfanges an das Gerinne erfordern. Aus diesen Gründen geht hervor, dass das Suspensionsprinzip vorzugsweise nur bei grösseren rückschlächtigen Rädern, die immer mit einem Gerinne versehen werden sollen, empfohlen werden kann.

Das Konstruktions-Material. Hinsichtlich des Materiales, aus welchem die Räder gemacht werden, kann man dieselben eintheilen, wie folgt:

1) Hölzerne Räder zur Benutzung von kleineren Wasserkräften mit nur wenigen kleineren schmiedeisernen Theilen.

Diese Räder sind vorzugsweise für die Gewerbe empfehlenswerth.

2) Hölzerne Räder mit einzelnen grösseren gusseisernen Bestandtheilen. Schaufeln, Zellen, Radboden, Radkranz, Arme, Welle von Holz. Zahnkranz, Rosetten, Zapfen von Gusseisen; kleinere Verbindungstheile von Schmiedeeisen.

Diese Räder eignen sich vorzugsweise für einen grösseren, aber ökonomischen Fabrikbetrieb.

3) Gusseiserne Räder mit Schaufeln oder Zellen von Holz oder aus Eisenblech. Diese Räder können, wenn es sich um einen soliden, wenn auch kostspieligen Bau handelt, angewendet werden, so lange der Halbmesser nicht grösser als 3^m ist, sie werden aber, wie auch die folgenden, immer mehr und mehr von den weniger kostspieligen Turbinen verdrängt.

4) Räder, theils von Schmiedeeisen, theils von Gusseisen. Diese Kombination von Materialien kommt vorzugsweise bei den nach dem Suspensionsprinzip erbauten Rädern vor, und gibt in diesem Falle viele Solidität, ist aber ebenfalls sehr kostspielig.

5) Räder aus Schmiedeeisen, Schaufeln und Radkronen von Blech. Arme und Welle von Schmiedeeisen, Rosetten von Guss-

eisen. Diese Bauart eignet sich nur für Poncelet'sche Räder von nicht zu bedeutender Kraft, wenn kein Zahnkranz angewendet wird.

Der Kostenunterschied zwischen einem eisernen und einem hölzernen Rade ist sehr bedeutend, die eisernen Räder wiegen im Durchschnitt für jede Pferdekraft Nutzeffekt 400 bis 500^{Kls}, und 100^{Kls} zu Räder verarbeitetes Eisen wird von den Konstrukteurs zu 40 bis 50 Gulden geliefert, die Anschaffungskosten eines Rades ohne Gerinne und ohne Wasserbau sind demnach für jede Pferdekraft Nutzeffekt 160 bis 250, oder im Mittel 200 Gulden. Hölzerne Räder mit eisernen Zahnkränzen und Rosetten kosten dagegen nur den dritten Theil oder die Hälfte, also 60 bis 100 Gulden per Pferdekraft, und die Räder, welche bis auf kleinere Vebindungstheile ganz aus Holz gemacht sind, kosten ungefähr nur den fünften Theil, also 40 Gulden per Pferdekraft.

Der Kostenunterschied, welchen die Wahl des Materials verursacht, ist demnach so bedeutend, dass es von Wichtigkeit ist, die Vortheile, welche die eisernen Räder gewähren, und die Nachtheile, welche die Holzkonstruktionen mit sich bringen, näher zu bezeichnen.

Ein eisernes Rad mit gut proportionirter Querschnittsdimension und mit zweckmässig gewählten und gut ausgeführten Verbindungen ist so zu sagen ein monumentaler Bau, an welchem sich mit der Zeit nichts verändert. Ein hölzernes Rad dagegen ist ein Bau, an welchem theils durch die in seinem Innern thätigen Kräfte, theils durch den Einfluss der Nässe und der Athmosphäre allmälige mit der Zeit fortschreitende Veränderungen in der Form des Ganzen, in der Verbindung seiner Theile und in der materiellen Beschaffenheit derselben eintreten, so dass ein solches Rad nach einer Reihe von 8 bis 10 Jahren einer wahren Ruine gleicht, an welcher fort und fort ausgebessert werden muss, um sie vor dem gänzlichen Verfall zu retten. Hieraus ergeben sich folgende weitere Vergleichungen:

1) Der Nutzeffekt eines eisernen Rades bleibt immer gleich gut. Der Nutzeffekt eines hölzernen Rades wird mit der Zeit immer ungünstiger, weil die Wasserverluste immer zunehmen.

2) Die Bewegung ist bei einem eisernen Rade unveränderlich sehr gleichförmig, bei einem hölzernen Rade wird sie dagegen mit dem Alter desselben mehr und mehr ungleichförmig.

3) Bei einem gutgebauten eisernen Rade kommen nur selten und nie bedeutende Reparaturen vor, bei einem hölzernen Rade werden die Reparaturen immer häufiger und bedeutender, was für

grössere Fabriken, in denen viele Arbeiter beschäftigt sind, sehr nachtheilige Unterbrechungen in der Arbeit zur Folge haben kann.

Aus dieser Vergleichung geht hervor, dass die eisernen Räder für grössere industrielle Unternehmungen, ungeachtet ihrer bedeutenden Kosten anempfohlen werden können, weil in diesem Fall die Vortheile, welche aus der Unveränderlichkeit der Wirkung und Gleichförmigkeit der Bewegung, so wie auch daraus entstehen, dass keine Unterbrechungen in der Arbeit vorfallen, zu überwiegend sind über die Nachtheile, welche die grösseren Anschaffungskosten zur Folge haben können.

Für kleinere industrielle Unternehmungen, die gewöhnlich auch mit kleineren Fonds betrieben werden, sind dagegen die hölzernen Räder mit eisernen Zahnkränzen, Kranzstangen, Rosetten und Zapfen am geeignetsten.

Für die Gewerbeindustrie, welche gewöhnlich mit geringem Kapital, dagegen mit mehr als hinreichenden Wasserkräften betrieben wird, bei welcher ferner in der Regel keine grössere Gleichförmigkeit der Bewegung nothwendig ist, und die auch gewöhnlich nur schwächere Räder von 4, 6, 8 Pferdekraft nothwendig hat, sind unbestreitbar die ganz aus Holz konstruirten Wasserräder die geeignetsten hydraulischen Kraftmaschinen.

Der Zahnkranz. Der Druck, welchem die Zähne des Zahnkranzes und jene des Kolbens zu widerstehen haben, ist

$$\frac{75\ N_n}{v}\ \frac{R}{R_1}\ \text{Kilg.}$$

wobei R_1 den Halbmesser des Zahnkranzes bezeichnet. Bekanntlich werden die Zähne so konstruirt, dass die Hauptdimensionen (z die Dicke, z_1 die Breite, z_2 die Länge, z_3 die Theilung) in einem konstanten Verhältnisse zu einander stehen, und unter dieser Voraussetzung ist jede dieser Dimensionen der Quadratwurzel aus dem Druck proportional, welchem ein Zahn Widerstand zu leisten hat.

Durch Vergleichung der Dimensionen der Zähne von einer grossen Anzahl von ausgeführten Rädern habe ich folgende Regeln gefunden, Tafel VII., Fig. 13:

$$z = 0{\cdot}086 \sqrt{\frac{75\ N_n}{v}\ \frac{R}{R_1}}\ \text{Centimeter}$$

$$z_1 = 5{\cdot}5\ z$$

$$z_2 = 1{\cdot}5\ z$$

$$z_3 = 2{\cdot}1\ z$$

Diese Dimensionen sind im Verhältniss 86:100 schwächer als sie in der Regel bei gut proportionirten Transmissionsrädern für grössere Kräfte gefunden werden.

Gewöhnlich ist R_1 nur wenig von R verschieden, und v ungefähr $= 1{\cdot}5^m$; annähernd kann man daher unter dieser Voraussetzung schreiben:

$$z = 0{\cdot}6 \sqrt{N_n}, \quad z_1 = 3{\cdot}3 \sqrt{N_n}$$

Der Halbmesser R_1 des Zahnkranzes richtet sich nach der Bauart des Rades. Bei hölzernen oder eisernen Schaufelrädern wird der Zahnkranz an den Radkranz, bei hölzernen Zellenrädern an die Radarme, bei eisernen Zellenrädern an die Radkronen angeschraubt. Das genaue Maass für den Halbmesser findet man immer leicht bei der Verzeichnung des Rades. Der Zahnkranz erhält, je nachdem die Bauart des Rades ist, eine innere oder eine äussere Verzahnung. Bei Schaufelrädern muss man, um für den Kolben Platz zu finden, jederzeit eine innere Verzahnung anwenden; bei Zellenrädern kann man je nach Umständen die eine oder die andere Verzahnungsart gebrauchen. Die Querschnittsdimensionen des winkelförmigen Körpers, an welchem die Zähne angegossen sind, können der Dicke des Zahnes proportional gemacht werden; es muss jedoch die Höhe der Verstärkungsnerve, welche in der Ebene des Rades liegt, beim hölzernen Rade grösser gemacht werden, als beim eisernen, weil im ersteren Falle der Zahnkranz für sich selbst hinreichende Festigkeit haben muss, wo hingegen im letzteren Falle die eisernen Radkränze, gegen welche der Zahnkranz angeschraubt wird, seine Festigkeit bedeutend unterstützen.

Der Zahnkranz muss aus mehreren Gründen aus einzelnen Segmentstücken zusammengesetzt werden, denn 1) wäre es nicht möglich, einen so grossen verzahnten Ring aus einem Stück vollkommen rund zu giessen, 2) würde ein so grosser Kranz oft gar nicht oder doch nur sehr schwer transportabel sein, 3) würde man in dem Fall, wenn ein einzelner Zahn abbrechen sollte, den ganzen Kranz erneuern müssen, weil es nicht gut angeht, einen einzelnen Zahn auf solide Weise mit dem Körper des Kranzes zu verbinden.

Wie die einzelnen Zahnsegmente unter sich und mit dem Radkörper zu verbinden sind, wird später vorkommen; nur so viel mag vorläufig noch bemerkt werden, dass der Zahnkranz bei hölzernen Rädern durch eiserne Stangen mit der Rosette verbunden werden muss, damit derselbe, wenn sich das Holz verziehen sollte, weder unrund noch excentrisch gegen die Radaxe werden kann.

Das Getriebe oder der Kolben, welcher vom Zahnkranz getrieben wird, erhält einen 3, 4, 5 mal kleineren Halbmesser als der Zahnkranz, so dass also die Kolbenwelle 3, 4, 5 mal mehr Umdrehungen macht, als das Wasserrad. Die Dimensionen der Zähne des Kolbens und des Zahnkranzes stimmen natürlich überein, und ihre Anzahl ist im Verhältniss der Halbmesser zu nehmen. Auch mus die Anzahl der Zähne des Zahnkranzes ein Vielfaches sein von der Zahl der Segmentstücke, aus welchen der Kranz besteht. Diese Bedingungen sind in der Regel nur dadurch zu erfüllen, indem man von der berechneten Zahndicke um eine Kleinigkeit abgeht. Am zweckmässigsten ist es, wenn man bei der Bestimmung der Anzahl der Zähne auf folgende Art verfährt. Man berechnet zuerst nach den Formeln, Seite 126, die Dimensionen eines Zahnes und die Theilung, dividirt hierauf den in Centimetern ausgedrückten Umfang des Zahnkranzes durch die Theilung, und nimmt die nächste ganze durch die Anzahl der Zahnsegmente (welche gleich gemacht wird der Anzahl der Arme eines Armsystems) theilbare Zahl für die Anzahl der Zähne des Kranzes. Mit dieser Anzahl dividirt man neuerdings den Umfang des Kranzes und erhält dadurch den corrigirten Werth der Theilung. Nun nimmt man provisorisch den Halbmesser des Kolbens nach der oben angegebenen Regel an, also je nach Umständen $^1/_3$, $^1/_4$, $^1/_5$ von jenem des Zahnkranzes; berechnet den Umfang, welcher diesem provisorischen Halbmesser entspricht, in Centimetern, und dividirt denselben durch jene corrigirte Theilung; die diesem Quotienten nächste gerade Zahl ist dann die Anzahl der Zähne des Kolbens. Der wahre Halbmesser desselben wird endlich gefunden, wenn man das Produkt aus der wahren Anzahl der Zähne in die corrigirte Theilung durch 2π dividirt. Der Durchmesser der Kolbenwelle ist nach der bekannten Formel für Transmissionswellen zu berechnen.

$$\text{Durchmesser d. Kolbenwelle in Centimetern} = 16\sqrt[3]{\frac{\text{Nutzeffekt in Pferdekräften.}}{\text{Umdrehung d. Kolbenwelle p. 1'}}}$$

Sehr wichtig ist die Position des Kolbens. Am besten ist es, wenn der Kolben so angebracht werden kann, dass die Linie, welche den Mittelpunkt des Rades und des Kolbens verbindet, durch den Schwerpunkt der Wassermasse geht, welche in dem Rade enthalten ist; denn in diesem Falle kann das Gewicht des Wassers nicht auf die Zapfen des Rades wirken. Gewöhnlich wird die Kolbenwelle und die Wasserradswelle auf gleiche Höhe gelegt, wodurch man den Vortheil erreicht dass die Zapfenlager dieser beiden

Wellen auf eine gemeinschaftliche Unterlagsplatte gelegt werden können, was für eine unveränderliche Tiefe des Eingriffs der Zähne sehr gut ist. Diese Lage der Kolbenwelle stimmt bei oberschlächtigen Rädern mit derjenigen überein, bei welcher das Gewicht des im Rade enthaltenen Wassers nicht auf die Zapfen des Wasserrades wirken kann. Bei mittelschlächtigen Rädern ist dagegen diese Lage der Kolbenwelle etwas zu hoch, weil da der Schwerpunkt der Wassermasse tiefer unten liegt. Am wichtigsten ist die richtige Lage der Kolbenwelle bei Rädern mit dünnen schmiedeeisernen Armen, denn wenn der Kolben weit von seiner vortheilhaftesten Lage entfernt ist, werden die Arme des Rades durch das Gewicht des im Rade enthaltenen Wassers in Bezug auf ihre respektive Festigkeit in Anspruch genommen, die bei diesen Armen nur schwach ist.

Die Radarme Die Anzahl der Armsysteme richtet sich nach der Breite des Rades. Bei Rädern bis zu 2 oder $2{\cdot}5^m$ Breite sind zwei Armsysteme hinreichend. Bei Rädern von 2·5 bis zu 6^m genügen aber zwei Armsysteme nicht mehr, indem sich die Bretter oder Bleche, welche die Schaufeln oder Zellen und den Radboden bilden, unter dem Druck des Wassers biegen würden; man muss daher innerhalb dieser letzgenannten Radbreiten drei Armsysteme anwenden.

Die Anzahl der Arme eines Armsystems richtet sich nach dem Halbmesser des Rades. Durch Vergleichung von ausgeführten Rädern hat sich ergeben, dass die Anzahl der Arme eines Armsystems gleich

$$\mathfrak{N} = 2\,(R^m + 1)$$

genommen werden kann.

Um die Querschnittsdimensionen der Arme zu bestimmen, muss man die Konstruktion mit steifen Armen und jene mit dünnen schmiedeeisernen Stangen besonders betrachten.

Es ist schon früher gezeigt worden, wie bei einem Rade mit steifen Armen die Kraft bestimmt werden muss, welche auf ein Armsystem einwirkt. Es sei N_1 der Effekt in Pferdekräften, welchen ein Armsystem zu übertragen hat, so ist

$$\frac{75\,N_1}{v}$$

der Druck am Umfang des Rades, welchem die Arme dieses Systems zu widerstehen haben. Von dieser Kraft werden zwar nicht alle Arme des Systems gleich stark affizirt, allein da sie durch den

Kranz zu einem Ganzen verbunden sind, so kann in keinem Arme eine Biegung eintreten, ohne dass auch alle übrigen nahe um eben so viel gebogen werden, als dieser eine; wir werden uns daher der Wahrheit ziemlich nähern, wenn wir annehmen, dass die auf ein Armsystem wirkende Kraft sich auf alle Arme gleich vertheilt; und können daher die Kraft, welche auf einen Arm wirkt, gleich $\frac{75\ N_1}{v\ \mathfrak{N}}$ setzen. Nun könnte man nach den bekannten Formeln für die respektive Festigkeit von Stäben die Querschnittsdimension des Armes bestimmen, einfacher wird aber dieser Zweck auf folgende Art erreicht:

Nennt man:

d_1 den Durchmesser, welchen eine eiserne Transmissionswelle erhalten muss, um einen Effekt von N_1 Pferdekräften bei n Umdrehungen in 1 Minute zu übertragen;

h die Höhe des eisernen oder hölzernen Radarms, d. h. die auf die Länge des Arms senkrechte Dimension der Hauptnerve, so ist:

$$\frac{h}{d_1} = \frac{1 \cdot 7}{\sqrt[3]{\mathfrak{N}}}$$

und die Dicke des Armes ist, wenn er von Gusseisen ist, $\frac{1}{5}\ h$, und wenn er von Holz ist, $\frac{2}{5}\ h$ zu nehmen.

Für $\mathfrak{N}$ =	4	6	8	10	12
wird $\frac{h}{d_1}$ =	1·08	0·94	0·86	0·79	0·75

Vermittelst dieser Tabelle kann man die Dimensionen eines Armes auf folgende Art sehr leicht bestimmen:

Man bestimmt zuerst d_1 nach der bekannten Formel:

$$d_1 = 16 \sqrt[3]{\frac{N_1}{n}} \text{ Centimeter}$$

Multiplizirt man diesen Werth d_1 mit demjenigen Coeffizienten der vorhergehenden kleinen Tabelle, welcher der Anzahl der Arme des Armsystems entspricht, so erhält man die Höhe des Armes an der Axe in Centimetern.

Diese äusserst bequeme Regel gilt auch für die Arme der Transmissionsräder. Es sei z. B. $N_1 = 5$, $n = 5$, $\mathfrak{N} = 8$, so hat man

$$d_1 = 16 \text{ und wegen } \frac{h}{d_1} = 0 \cdot 86, \text{ wird}$$

$$h = 16 \times 0 \cdot 86 = 13 \cdot 8^{cm}$$

Ist der Arm von Eisen, so wird seine Dicke: $\frac{13.8}{5} = 2{\cdot}7^{cm}$

ist er von Holz, so wird die Dicke $= \frac{5}{7}\ 13{\cdot}6 = 9{\cdot}7^{cm}$

Man kann sich darauf verlassen, dass man auf diese Weise jederzeit gute Dimensionen erhält, da der Coeffizient 1·7 in der Formel für $\frac{h}{d_1}$ durch Vergleichung von einer grossen Anzahl von Rädern praktisch bestimmt worden ist.

Der Arm erhält eine zweckmässige und gefällige Verjüngung, wenn man seine Höhe und Dicke am äusseren Radkranze im Verhältniss 3:4 schwächer nimmt.

Bei einem mit Stangen verspannten Rade haben die radialen Stangen die Bestimmung, das Gewicht der Konstruktion zu tragen, die Diagonalstangen haben das Rad gegen Seitenschwankungen zu schützen, und die Umfangsstangen sind bestimmt, das Verwinden der beiden Seiten des Rades zu verhindern, und die vom Rade empfangene Kraft möglichst direkt nach dem Zahnkranz zu leiten.

Wenn diese Konstruktionsart gegen eine steife Verarmung einen namhaften Vortheil gewähren soll, so müssen die Verbindungen vermittelst der Stangen in der Art hergestellt werden, dass das Rad mit möglichst dünnen Stangen hinreichende Steifheit erhält. Hiezu ist aber nothwendig, dass die verschiedenen Stangen in allen Positionen, welche sie während der Bewegung des Rades annehmen, immer nur gespannt und nie zusammengepresst werden; weil sie bei schwachen Querschnittsdimensionen einer Zusammenpressung nicht widerstehen würden.

Eine Zusammenpressung in irgend einer Stange wird aber nur dann nie eintreten können, wenn die Verbindung der Enden dieser Stangen mit den Rosetten und mit den Radkränzen vermittelst Schrauben oder Stellkeilen geschieht, die nur auf Zug wirken können. Stellkeile sind jedoch den Schrauben vorzuziehen, weil bei ersteren die Gleichheit der Spannung aller Stangen derselben Art aus dem Klang und aus dem Zurückprallen des Hammers beim Eintreiben der Keile genauer und sicherer zu erkennen ist, als durch das Anziehen mit Schrauben vermittelst eines langarmigen Schlüssels.

Damit der ganze Bau eine hinreichende Steifheit erhält, ohne die Stangen übermässig anzuspannen, ist erforderlich, dass 1) die radialen Stangen so stark angezogen werden, dass sie nur sehr schwach gespannt sind, wenn sie in die vertikale aufrechte Stellung gelangen; 2) dass die Diagonalstangen schwächer angezogen werden als die radialen Stangen, damit sie in ihrer obersten Stellung auch

nur sehr wenig gespannt sind; 3) dass die Umfangsstangen, welche fortwährend einem unveränderlichen Zuge ausgesetzt sind, anfangs so stark gespannt werden, dass während des Ganges des Rades kein merkliches Verwinden desselben eintritt; 4) dass die Stangen derselben Art möglichst gleichförmig angezogen werden.

Werden diese Vorschriften bei der Aufstellung eines Rades nicht gehörig beachtet, so können mancherlei Uebelstände eintreten. Werden die radialen Stangen zu stark und ungleichförmig angezogen, so kann es geschehen, dass eine oder die andere reisst, oder dass die Verbindungsköpfe aus den dünnen gusseisernen Radkränzen herausgerissen werden. Werden sie zu schwach angezogen, so hängt der ganze Bau des Rades nur an den Stangen der unteren Hälfte des Rades und die obere Hälfte schwebt so zu sagen frei, was sich durch eine für die verschiedenen Verschraubungen sehr nachtheilige zitternde Bewegung zu erkennen gibt. Werden die Diagonalstangen zu stark angezogen, so kann es geschehen, dass entweder die Verbindungsköpfe aus dem Getäfer gerissen werden, oder dass die Rosetten von der Aufkeilung los gehen und gegen die Zapfen hinaus gestossen werden. Werden sie dagegen zu schwach angezogen, so ist die obere Hälfte des Rades nicht gegen Seitenschwankungen geschützt. Werden endlich die Umfangsstangen zu stark oder zu schwach angezogen, so kann im ersteren Falle entweder ein Abreissen der Stangen oder ein Ausbrechen der Verbindungsköpfe aus dem Getäfer eintreten, und im letzteren Falle werden sich die beiden Seiten des Rades merklich verwinden, was für die verschiedenen Schraubenverbindungen sehr nachtheilig werden kann.

Hieraus sieht man, dass die Aufstellung eines solchen verspannten Rades keine so leichte Sache ist, und diesem Umstande ist es zuzuschreiben, dass bei derlei Rädern sehr oft Stangen, Rosetten oder Getäfer gebrochen sind.

Eine sehr genaue Berechnung der Querschnitte der Stangen und der zweckmässigsten Spannungen führt zu äusserst weitläufigen Untersuchungen, die für die Praxis von wenig Werth sind; es ist daher zu diesem Zwecke ein einfaches aber doch sicheres Verfahren vorzuziehen.

Es ist klar, dass das Gewicht aller äusseren Theile des Rades vorzugsweise an denjenigen radialen Stangen hängt, welche sich in der tiefsten Stellung befinden. Wenn wir also den Querschnitt dieser Stangen so stark machen, dass sie allein im Stande sind, das Gewicht der Konstruktion der äusseren Theile des Rades mit Sicherheit zu tragen, so kann man versichert sein, dass die sämmtlichen radialen Arme hinreichend stark ausfallen werden. Der Querschnitt

eines radialen Armes kann also auf folgende Art bestimmt werden. Man berechne das Gewicht aller äusseren Theile des Rades und dividire es durch die Anzahl der Armsysteme, deren gewöhnlich zwei vorhanden sind, so hat man das Gewicht, welches auf einen Arm wirkend gedacht wird. Dieses Gewicht dividire man durch den sechsten Theil der absoluten Festigkeit des Schmiedeeisens per 1^{qcm} also durch $\frac{3000}{6} = 500$, so erhält man den Querschnitt des Armes in Quadratcm. ausgedrückt. Für die Diagonalstangen und für die Umfangsstangen genügt es, wenn man den Durchmesser der ersteren $^3/_4$ und den der letzteren 0·6 von jenem der radialen Stangen annimmt.

Wenn man bedenkt, dass der Halbmesser des Rades insbesondere bei dem rückschlächtigen und oberschlächtigen, dem Gefälle, und die Breite der Wassermenge ungefähr proportional genommen wird, so kann man vermuthen, dass das Gewicht eines Rades, welches sich vorzugsweise nach dem Halbmesser und nach der Breite richtet, dem absoluten Effekte der Wasserkraft proportional ausfallen muss. Durch zahlreiche Gewichtsberechnungen von Rädern habe ich diese Vermuthung bestätigt gefunden, und durch diese Erfahrung ergeben sich manche sehr einfache praktische Regeln.

So z. B. habe ich gefunden, dass beim Zellenrade das Gewicht der äusseren Bestandtheile per Pferdekraft des absoluten Effekts 400^{Kls} beträgt, und daraus folgt nach der oben angegebenen Vorschrift, dass der Querschnitt eines jeden radialen Armes für jede Pferdekraft der absoluten Wasserkraft $^1/_3{}^{qcm}$ betragen soll, wenn wie es gewöhnlich der Fall ist, das Rad mit zwei Armsystemen versehen ist. Hierdurch hat man also eine äusserst einfache Regel zur Bestimmung dieser Radarme.

Wasserradwellen für Räder mit steifen Armen. Die Kräfte, welchen ein Wellbaum Widerstand zu leisten hat, richten sich, wie schon früher erklärt wurde, nach der Bauart des Rades. Bei den Rädern mit starren Armen sind die Wellbäume theils auf Torsion, theils auf respektive Festigkeit, bei den verspannten Rädern dagegen sind sie nur allein auf respektive Festigkeit in Anspruch genommen.

Nennt man N_1 den Effekt, welchen bei einem Rade mit steifen Armen irgend ein zwischen zwei Armsystemen befindliches Wellenstück der ganzen Welle zu übertragen hat, so muss dieses Wellenstück, vorausgesetzt dass es cylindrisch und von Eisen ist, einen Durchmesser

$$16 \sqrt[3]{\frac{N_1}{n}} \text{ Centimeter}$$

erhalten, um der Torsion mit Sicherheit widerstehen zu können; und mit diesem Durchmesser erhält auch die Welle hinreichende Stärke, um das Gewicht der Konstruktion zu tragen. Den Werth von n, d. h. die Anzahl der Umdrehungen des Rades in 1 Minute findet man durch die Formel

$$n = 9{\cdot}548 \frac{v}{R}$$

Wie die Werthe von N_1 für die einzelnen Wellenstücke zu bestimmen sind, ist schon früher bei der Bauart der Räder im Allgemeinen gesagt worden.

Die Zapfen der Welle müssen nach dem Druck berechnet werden, welchem sie durch das Gewicht der Konstruktion ausgesetzt sind.

Nennt man bei einem Rade ohne Zahnkranz G das Gewicht des ganzen Rades sammt Welle, so ist $\frac{1}{2} G$ der Druck, welchen der Zapfen bei a, Tafel VII., Fig. 8, auszuhalten hat, und zur Bestimmung seines Durchmessers hat man die Formel:

$$0{\cdot}18 \sqrt{\frac{G}{2}} \text{ Centimeter}$$

in welcher der Coeffizient $0{\cdot}18$ nach einer grossen Anzahl von ausgeführten Rädern bestimmt worden ist.

Bei den Rädern ohne Zahnkranz muss die Welle bei c, Fig. 8, durch ein Lager unterstützt werden, und der Hals der Welle muss daselbst so stark sein, wie bei einer Transmissionswelle, welche einen Effekt von N_n Pferdekraft bei n Umdrehungen in 1 Minute überträgt; der Durchmesser dieses Halses ist daher gleich

$$16 \sqrt[3]{\frac{N_n}{n}} \text{ Centimeter}$$

zu nehmen. Das Wellenstück $\overline{c\,d}$, welches einen eben so grossen Durchmesser erhält, wird am besten bei c an die Wasserradswelle angekuppelt.

Bei einem Rade mit steifen Armen und mit Zahnkranz hat der auf der Seite des Zahnkranzes befindliche Zapfen nahe einen Druck $\frac{1}{2} G + Z$ und der andere Zapfen hat einen Druck $\frac{1}{2} G$ auszuhalten, wobei G das Gewicht der Konstruktion ohne Zahnkranz

und z das Gewicht dieses letzteren bezeichnet, die Diameter jener Zapfen sind demnach:

$$\left.\begin{array}{l} 0{\cdot}18\sqrt{\frac{1}{2}G + Z} \\ 0{\cdot}18\sqrt{\frac{1}{2}G} \end{array}\right\} \text{in Centimetern.}$$

Bei den ausgeführten Rädern sind immer beide Zapfen gleich stark gemacht, was die Aufstellung sehr erleichtert; will man sich an diese Praxis halten, so müssen beide Zapfen nach der ersteren von obigen Formeln bestimmt werden.

Die Berechnung der Gewichte G und Z ist mühsam und zeitraubend; will man dieser Mühe überhoben sein, so kann man den Erfahrungssatz benutzen, dass die Räder, sie mögen von Holz oder von Eisen konstruirt sein, für jede Pferdekraft des absoluten Effektes der Wasserkraft durchschnittlich 600 bis 700^Klg wiegen, hiernach wird der Durchmesser eines Zapfens:

$$0{\cdot}18\sqrt{\frac{600\ N_a}{2}} \text{ bis } 0{\cdot}18\sqrt{\frac{700\ N_a}{2}}$$

oder:

$$3{\cdot}1\sqrt{N_a} \text{ bis } 3{\cdot}4\sqrt{N_a} \text{ Centimeter.}$$

Sicherer ist es aber doch immer, wenn man sich der mühsamen Gewichtsbestimmung unterzieht.

Die Zapfen sollen jederzeit so nahe als möglich an die Rosetten angebracht werden, damit das Wellenstück vom Zapfen an bis an die Rosette hin nicht zu stark ausfällt.

Nennt man l die Entfernung des Mittelpunktes des Zapfens von der Rosette, D den Durchmesser der Welle an der Rosette, d den Durchmesser und c die Länge des Zapfens, so ist

$$D = d\sqrt[3]{\frac{l}{\frac{1}{2}c}}$$

Die hölzernen Wellen müssten hinsichtlich der Festigkeit gegen Torsion wenigstens zweimal so stark gemacht werden, als die eisernen Wellen; allein nach dieser Regel würden sie zur Befestigung der Zapfen noch zu schwach werden.

Die hölzernen Wellen erhalten in jeder Hinsicht eine hinreichende Stärke, wenn man ihren Durchmesser fünf mal so gross nimmt, als jenen des Zapfens.

Wellen für Räder mit Spannstangen. Diese Wellbäume haben, wie schon mehrmals erwähnt wurde, nur allein das Gewicht der Konstruktion zu tragen, sind also nicht auf Torsion in Anspruch genommen.

Wenn man die Berechnung der Welle sehr genau nehmen will, verursacht das einseitige Vorhandensein eines Zahnkranzes weitläufige Rechnungen und Erklärungen. Viel einfacher und leichter verständlich wird die Sache, wenn wir uns denken, dass das Rad auf jeder Seite mit einem Zahnkranz versehen sei, und dass überhaupt die beiden Seiten des Rades übereinstimmen.

Nennen wir unter dieser Voraussetzung:
d den Durchmesser des Zapfens,
c die Länge des Zapfens,
D den Durchmesser der Welle in der mittleren Ebene der Rosette,
l die Entfernung des Zapfenmittels vom Mittelpunkt der Rosette,
G das Gewicht des Rades sammt Welle aber ohne Zahnkranz,
Z das Gewicht des Zahnkranzes,
M das Elastizitätsmoment eines in dem Abstande
x von einer Rosette befindlichen Querschnittes des Wellenstückes zwischen den 2 Rosetten,
dann ist

$\frac{1}{2} G + Z$ der Druck, welchen ein Zapfen auszuhalten hat, mithin:

$$d = 0{\cdot}18 \sqrt{\tfrac{1}{2}\, G + Z} \text{ und } c = 1{\cdot}2\, d$$

ferner ist:

$$D = d \sqrt[3]{\frac{1}{\frac{1}{2} c}}$$

Wenn man das Moment von dem Gewicht des Wellenstückes von der Länge $l + x$ vernachlässigt, und den Druck, welchen die Rosette gegen die Welle ausübt, gleich $\frac{1}{2} G + Z$ setzt, wodurch der wahre Werth dieses Druckes um das halbe Gewicht der Welle zu gross angenommen wird, so erhält man folgende annähernde Gleichung:

$$\left(\frac{1}{2} G + Z\right)\left(l + x\right) - \left(\frac{1}{2} G + Z\right) x = M$$

oder

$$\left(\frac{1}{2} G + Z\right) l = M$$

die jedoch hinreichend genau ist, indem der vernachlässigte Einfluss von dem Gewichte der Welle von keiner Bedeutung ist. Diese

letzte Gleichung ist nun unabhängig von x, es haben daher alle Querschnitte des Wellenstückes zwischen den zwei Rosetten sehr nahe einem gleich grossen Biegungsmomente $(\frac{1}{4} G + Z) l$ zu widerstehen.

Nimmt man also für die Wellenstücke zwischen den Rosetten einen Cylinder von dem Durchmesser D, so hat man eine Form, Tafel VII., Fig. 14, welche der durch obige Gleichung ausgedrückten Bedingung entspricht.

Allein diese cylindrische Form erfordert ziemlich viel Material, und hat im Verhältniss zu ihrem Querschnitt, Fig. 18, eine sehr kleine Oberfläche, daher bei derselben unganze Stellen im Gusse zu befürchten sind.

Nimmt man für die Querschnittsform einen Cylinder mit kreuzförmigen Nerven, wie Fig. 15 zeigt, so entspricht auch diese Form der Bedingungsgleichung, vorausgesetzt, dass die einzelnen Dimensionen des Querschnitts gehörig gewählt werden; allein diese Form hat den Fehler, dass bei derselben kein stetiger Uebergang in die Endstücke der Welle statt findet. Dies kann bewirkt werden, wenn man, wie bei Fig. 16 und 17, den äusseren Nerven eine in die Endstücke übergehende Krümmung gibt; weil aber dadurch die Welle geschwächt wird, so muss man die aussen weggenommene Masse wieder zu ersetzen suchen, was auf zweierlei Weise geschehen kann, indem man entweder den runden mittleren Kern von der Mitte an nach aussen zu konisch zunehmen lässt, wie bei Fig. 16, oder indem man, wie bei Fig. 17, den mittleren Theil cylindrisch macht, und die Dicke der Nerven von der Mitte nach aussen zu allmählig stärker werden lässt.

Gewöhnlich findet man bei ausgeführten Rädern die Form Fig. 16; die Form Fig. 17 verdient aber in so fern vorgezogen zu werden, als sie gefälliger ist.

Nach den Bezeichnungen, welche in Fig. 19 angegeben sind, ist das Elastizitätsmoment für den mittleren Querschnitt der Welle

$$M = \frac{\mathfrak{N}}{6\,h} \left[0{\cdot}589\, D_1^{\,4} + (h^3 - D_1^{\,3})\, e + (h - D_1)\, e^3 \right]$$

wobei $\mathfrak{N}$ den Coeffizienten für die respektive Festigkeit bezeichnet.

Es ist aber auch, weil der Querschnitt D dem gleichen Moment zu widerstehen hat:

$$M = \frac{\mathfrak{N}\,\pi}{32}\, D^3$$

demnach erhält man:

$$D^3 \frac{\pi}{32} = \frac{1}{6\,h}\left[0{\cdot}589\ D^4 + (h^3 - D_1^{\,3})\,e + (h - D_1)\,e^3\right]$$

$$= \frac{e^3}{6}\left[0{\cdot}589\left(\frac{D_1}{e}\right)^4 + \left(\frac{h}{e}\right)^3 - \left(\frac{D_1}{e}\right)^3 + \frac{h}{e} - \frac{D_1}{e}\right]\left(\frac{e}{h}\right)$$

und daraus folgt:

$$\frac{D}{e} = \sqrt[3]{\frac{32}{6\,\pi}\left[0{\cdot}589\left(\frac{D_1}{e}\right)^4 + \left(\frac{h}{e}\right)^3 - \left(\frac{D_1}{e}\right)^3 + \frac{h}{e} - \frac{D_1}{e}\right]\frac{e}{h}}$$

Vermittelst dieses Ausdrucks wird der Werth von $\frac{D}{e}$ bestimmt, wenn man in demselben für $\frac{D_1}{e}$ und für $\frac{h}{e}$ passende Verhältnisszahlen substituirt.

Diese letzteren müssen, damit die Welle eine gefällige Form erhält, je nach der Entfernung der Rosetten gewählt werden. Man erhält jederzeit eine gefällige Form, wenn man nimmt:

$$\frac{h}{e} = 4{\cdot}5 + 1{\cdot}5\ L$$

$$\frac{D_1}{e} = 6{\cdot}75 - 0{\cdot}75\ L$$

wobei L die in Metern ausgedrückte Entfernung der Rosetten bezeichnet.

Das Verfahren zur Berechnung aller wesentlichen Querschnittsdimensionen der Welle ist nun folgendes:

Man bestimmt zuerst das Gewicht G der Konstruktion ohne Zahnkranz, so wie auch das Gewicht Z dieses letzteren; dann geben die Gleichungen (Seite 136) den Durchmesser d und die Länge c des Zapfens; hierauf berechnet man vermittelst der Gleichung auf derselben Seite den Durchmesser D. Sodann bestimmt man vermittelst der obigen Gleichungen die Verhältnisse $\frac{h}{e}$ und $\frac{D_1}{e}$ und substituirt dieselben in den Ausdruck für $\frac{D}{e}$, so erhält man den Werth von $\frac{D}{e}$ und da D bereits bekannt ist, so hat man auch den Werth von e, welcher mit den bereits berechneten Werthen von $\frac{h}{e}$ und $\frac{D_1}{e}$ multiplizirt, auch den Werth von h und von D_1 liefert. Sind einmal die Dimensionen d, c, l, D, D_1, h, e bekannt, und in der Zeichnung aufgetragen, so hat man hinreichende Anhaltspunkte, um die voll-

ständige Verzeichnung der Welle nach dem Gefühle auszuführen. Wenn man die beiden Hälften der Welle übereinstimmend macht, so ist diejenige Hälfte, welche der Seite des Rades angehört, an welcher sich in der Wirklichkeit kein Zahnkranz befindet, etwas zu stark. Will man auch diese Seite den daselbst wirkenden Lasten entsprechend machen, so muss man ihre Querschnittsdimensionen nach den angegebenen Formeln berechnen, indem man $z = 0$ nimmt; und dann muss man bei der Verzeichnung der Welle den zwischen den Rosetten befindlichen Theil durch schickliche Uebergangsformen herzustellen suchen. Für die Ausführung ist es aber zweckmässiger, die beiden Hälften der Welle in jeder Hinsicht übereinstimmend zu machen.

Damit die Dimensionen der Welle bei vollkommener Sicherheit möglichst klein ausfallen, ist es sehr wichtig, dass die Zapfen so nahe als möglich an den Rosetten angenommen werden, so dass also der Werth von l möglichst klein ausfällt; denn so wie l gross ist, werden es auch alle übrigen Grössen D, e, h, D_1, und die Welle wird dann schwer. Der kleinste Werth von l wird durch die Breite des Zahnkranzes bestimmt.

Bei ausgeführten Rädern ist fast immer der äussere Theil zwischen dem Zapfen und der Rosette nur wenig stärker als der Zapfen selbst, daher zu schwach, was auch die Erfahrung bestätigt hat, denn es sind schon oftmals Wasserradswellen an diesem Theile gebrochen.

Zur Bestimmung der untergeordneten Dimensionen eines Rades kann man sich an die nachstehenden Regeln halten.

Rosetten. Nennt man d den Durchmesser des Wasserradzapfens, h die grössere von den Querschnittsdimensionen eines Radarms, so ist:

A) die Länge einer Armhülse an der Rosette:
   a) für Räder mit steifen Armen, nach Bauart 1 und 2, $= 2h$ bis $2 \cdot 4\, h$;
   b) für Räder mit hölzernen Tragarmen nach Bauart 3, $= 4h$;
   c) für Räder mit schmiedeisernen Tragarmen gleich 6 Stangen-Durchmesser.

B) Metalldicke der Rosettenhülse, welche zum Aufkeilen der Rosette dient:

$$= \frac{1}{3} d + 0 \cdot 5.$$

C) Länge dieser Hülse $= 1 \cdot 2\, d$ bis $1 \cdot 6\, d$.

Kegelkränze. Radiale Dimension eines Kegelkranzes sowohl für Eisen als auch für Holz . . . . $\frac{1}{3}$ a

Dicke des Kranzes { für Holz . . . . $\frac{1}{8}$ a
für Eisen . . . . $\frac{1}{20}$ a

Radkränze für Zellenräder.

Hölzerne Kränze { Dicke der inneren Felgen . $\frac{a}{6}$
Dicke der äusseren Felgen . $\frac{a}{7}$

Eiserne Seitengetäfer, Dicke derselben . . . . $\frac{a}{25}$ bis $\frac{a}{20}$

Schaufel- und Zellenbretter. Dicke der hölzernen Schaufelbretter . . . . $\frac{a}{14}$ bis $\frac{a}{11}$

Dicke des Kübelbodens . . . . $\frac{a}{8}$

Dicke der äusseren Kübelwand { in der Mitte von a . $\frac{a}{8}$
am Umfang des Rades $\frac{a}{10}$

Radboden. Dicke des Radbodens bei Schaufelrädern . $\frac{a}{15}$ bis $\frac{a}{11}$

Dicke des Radbodens bei Kübelrädern . . . . $\frac{a}{7}$

Gerinnboden. Dicke der Gerinnböden . . . . . . $\frac{a}{10}$

Die Detailkonstruktion.

Radkränze von Holz. Diese bestehen gewöhnlich aus zwei Schichten von krumm zugeschnittenen Felgen, die so an einander gelegt und zusammengeschraubt werden, dass die Stossfugen der einen Schichte in die Mitten der Felgen der zweiten Schichte fallen. Die Felgen einer Schichte werden mit Feder und Nuth versehen, auch werden eiserne Plättchen angewendet, die jede Verschiebung der Felgen gegen einander verhindern. Bei Schaufelrädern werden die Schaufelarme oder Kegel mit Trapezzapfen in die Kränze eingelegt und angekeilt, und ebenso auch die hölzernen Radarme. Bei den Zellen-

rädern werden in die Radfelgen Nuthen nach der Form der Zellenwände möglichst rein eingeschnitten. Die Figuren 1 bis 12 auf Tafel VIII. dienen zur Erklärung dieser Verbindungen.

Fig. 1, 2, 3. Radkranz für ein Schaufelrad mit nur einem Armsystem.

Fig. 4, 5, 6. Verbindungen bei einem grösseren hölzernen Schaufelrad mit Zahnkranz.

Der Zahnkranz a ist an der äusseren Seite des Radkranzes angelegt und angeschraubt. Die Bodenbretter b und Schaufeln c sind, erstere an den Radkranz, letztere an den Schaufelarmen so angelegt und angeschraubt, dass die Punkte c b a, Fig. 5, in eine und dieselbe auf die Axe des Rades senkrechte Ebene fallen. Jeder Radarm d wird mit einem Trapezzapfen in den Radkranz eingelegt und durch einen Holzkeil mit einem Schaufelarm eingekeilt. Bei hölzernen Rädern muss der Zahnkranz mit eisernen Stangen e an die Rosette des Rades hereingeankert werden, damit derselbe selbst dann, wenn sich die hölzernen Theile des Rades verziehen oder werfen sollten, dennoch in einer mit der Axe des Rades concentrischen Stellung verbleiben muss. Diese Stangen e werden innen in die Rosette eingeankert und aussen mit Schrauben f angezogen.

Fig. 7, 8, 9 zeigen die Einrichtung der Radkränze für kleinere hölzerne Zellenräder.

In Fig. 8 sieht man, wie die einzelnen Bretter, welche die Zellenwände bilden, zusammengefügt werden. Insbesondere ist die Verbindung an den Ecken a von Wichtigkeit, damit daselbst durch den Wasserdruck oder Stoss keine Entweichungsfugen entstehen. Die Bretter der Zellenwände sind in die Nuthen der Radkronen nur eingeschoben, der feste Zusammenhang derselben muss durch eiserne Stangen b geschehen, welche parallel mit der Axe aussen quer durch den ganzen Radbau gehen. Auch befestigen diese Stangen die Radarme an die Radkronen.

Fig. 10, 11, 12 zeigen die Konstruktion für ein grösseres Zellenrad mit Zahnkranz.

Dieser umfasst die Arme mit zapfenlagerartigen Theilen, muss aber auch durch schmiedeeiserne radiale Stangen in concentrischer Lage gehalten werden.

Radkränze von Eisen. Diese sind sehr leicht gut herzustellen, weil alles, was zur Befestigung der Schaufeln, Zahnkränze und Radarme erforderlich ist, angegossen werden kann.

Tafel VIII., Fig. 13, 14, 15. Verbindungen bei einem eisernen Schaufelrad. Zur Befestigung des Radbodens ist an die Kränze eine Nerve a, zur Befestigung der Schaufeln an die Schaufelarme sind an die letzteren Nerven b angegossen. Die Kränze unter einander, die Arme mit den Kränzen, die Zahnkranzsegmente unter einander und mit den Radarmen werden am besten vermittelst Einlegscheiben verschraubt.

Fig. 16, 17, 18. Verbindungen für ein Zellenrad. Bei grossen breiten Zellenrädern werden die Zellenwände und der Boden gewöhnlich durch rahmenartig aus Bandeisen gefertigte sogenannte Sperrkreuze zusammengehängt. Auch werden an den Zellenmündungen aussteifende Verschraubungen angewendet, denn bei derartigen Rädern ist alles Erdenkliche anzuwenden, um einen dauernd dichten Verschluss der Zellen hervorzubringen.

Verarmung der Räder. Bei kleineren hölzernen Rädern mit hölzernen Wellen werden die Radarme entweder durch die Wellen gesteckt und eingekeilt oder um die Wellen herum kreuzweise angelegt und angekeilt. Bei grossen Rädern müssen die Arme eines Armsystems immer an der Welle in einem Stern oder scheibenförmigen Körper, in einer sogenannten Rosette eingelegt und angeschraubt, oder eingeankert werden. Diese Rosetten werden auf der Welle aufgekeilt, so dass dieselbe durch die Armbefestigungen durchaus nicht geschwächt, sondern im Gegentheil durch die Rosette verstärkt wird.

Tafel VIII., Fig. 19 zeigt die Verarmung mit durch die Welle gesteckten Armen für kleinere Schaufelräder.

In Fig. 20 ist zu sehen, wie die Arme in der Mitte zugeschnitten werden müssen, damit eine vollständig bündige Verbindung derselben entsteht. (Zum Verständniss dieser Verbindung ist allerdings ein Modell sehr dienlich).

Fig. 21 und 22 zeigt die kreuzweise Verarmung für ein kleines hölzernes Zellenrad. a die Welle, b Aufsattlungen von Holz, c Holzkeilungen, d die Arme.

In Fig. 22 (am besten aber allerdings vermittelst eines Modells) kann man sehen, wie die Arme verschnitten sind, damit dieselben durch das Eintreiben der Keile nicht zersprengt oder gespalten werden.

Tafel IX., Fig. 1, 2, 3, 4 zeigen die Rosetten.

Fig. 1 und 2 Rosette für ein grösseres hölzernes Schaufelrad mit hölzerner Welle. Die grösseren Hülsen a a dienen zur Aufnahme der hölzernen Radarme, die kleinen Hülsen b b zum Einankern der Rundstangen, die den Zahnkranz concentrisch zu halten haben.

Fig. 3 und 4 ist eine Rosette für ein gusseisernes Rad mit gusseiserner Welle und gusseisernen Armen. Die Rosette ist im Wesentlichen scheibenförmig. Die Radarme werden mit Einlegscheiben angeschraubt. Diese Verbindung ist so ausgedacht, dass beinahe kein freier Feilstrich oder Meiselhieb zu machen ist, sonden alle Bearbeitungen auf Maschinen gemacht werden können, wodurch mit verhältnissmässig geringen Kosten höchst solide Verbindungen mit grösster Sicherheit erzielt werden können.

Fig 5 und 6 ist eine Rosette für ein Spannstangenrad. Die Arme und Diagonalstangen werden in der Rosette eingekeilt. Die Hülsen a dienen für die radialen Arme, die Hülsen b für die Diagonalstangen. Für die Umfangsstangen, die bei derartigen Rädern anzubringen sind, um das Verwinden der beiden Radseiten aufzuheben, müssen an die äusseren Radtheile besondere Hülsen angegossen werden.

Fig. 7 und 8 Rosette für ein grosses oberschlächtiges Rad mit hölzernen Spannstangen.

Wellen und Zapfen. Ueber die Konstruktion der eisernen Wasserradwellen ist bereits im ersten Band, Seite 171, das Erforderliche erklärt worden. Hinsichtlich der hölzernen Wellen ist vorzugsweise die Zapfenbefestigung zu erklären. Selbstverständlich ist, dass hölzerne Wellen nur bei kleinen Rädern und wenn namentlich die Zapfendicke nicht mehr als circa 10^{cm} beträgt, angewendet werden können.

Tafel IX., Fig. 9 zeigt einen sogenannten Spitzzapfen. Die pyramidal in das Wellenende eingetriebene Zapfenverlängerung a ist mit Widerhaken versehen. Damit die Welle durch das Eintreiben des Zapfens nicht zersprengt wird, ist dieselbe mit einer gusseisernen Kappe b gefasst und mit schmiedeeisernen Reifen c c c zusammengehalten.

Fig. 10 und 11 zeigt einen sogenannten Ringzapfen. Derselbe besteht aus folgenden Theilen: Aus dem eigentlichen Zapfen a und seiner konischen Verlängerung b, aus der konischen Hülse c und aus den vier Wänden d, welche die Zapfenverlängerung mit der Hülsenwand verbinden. Das Ganze ist von Gusseisen aus einem Stück und wird auf das Wellenende aufgesteckt, aufgetrieben und mit eingeankerten Schrauben f festgehalten.

Der Gerinnbau. Sehr wichtig und mit einigen Schwierigkeiten verbunden ist der Gerinnbau. Zur Erklärung desselben können uns die Tafeln III., IV., V. dienen. Die absolut besten Gerinne sind die aus Quadersteinen zusammengesetzten. Minder gut, aber immerhin noch empfehlenswerth sind Gerinne mit soliden Seitenmauern,

eisernem Gestellbau und Holzboden. Am wenigsten solide und am schwierigsten anzuordnen sind die Gerinne aus Holz.

Tafel III., Fig. 2 zeigt die Konstruktion eines hölzernen Gerinnes für ein kleines hölzernes Kropfrad. h h sind Querschwellen, die in die Seitenmauern des Gerinnes eingelegt und eingemauert werden, i i sind Langschwellen, die in die Querschwellen eingelegt und von denselben getragen werden. Dieselben sind zur Auflage der Bodenbretter k k nach der Form des Gerinnes krumm zugeschnitten und zwar in der Weise, dass an der der Seitenmauer zugewendeten Seite eine Art Nerve stehen bleibt, welche den untern Theil der seitlichen Gerinnswand bildet. l sind Stützen, die in die Querschwellen h eingezapft und in die Seitenwände so eingemauert sind, dass sie nur um circa 1^{cm} von denselben herausragen. An diese Stützen werden die Bretter m, welche die Seitenwände bilden, angelegt und angenagelt oder mit Holzschrauben angeschraubt.

Tafel III., Fig. 3 zeigt ein ähnlich konstruirtes Gerinne für ein grösseres Schaufelrad. h h die in die Seitenmauern eingelegten Querschwellen, i i die Langschwellen, welche den Gerinnboden tragen. Dieselben sind auch hier so zugeschnitten, dass an den der Gerinnsmauer zugekehrten Seiten Rippen stehen bleiben, welche den Anfang der Gerinnswand k bilden. Diese letztere ist an Stützen l angenagelt, die in die Querschwellen h eingezapft und in die Seitenwände eingemauert werden. Alle Wandbretter sind in der Art in das Gerippe der Quer- und Langschwellen eingelegt, dass sie durch den Wasserdruck an die Auflager angepresst werden, so dass ein Selbstverschluss entsteht. Vor dem Schützen ist eine Kammer m vorhanden, in welcher sich der Sand, Schlamm, Kies sammelt, welchen das Wasser mitführt. Von Zeit zu Zeit wird diese Kammer gereiniget.

Tafel IV., Fig. 2 zeigt einen Gerinnbau für ein rückschlächtiges Zellenrad. Das Gerippe, welches die Bodenbretter trägt, besteht aus drei gusseisernen Schilden, von denen zwei auf die Seitenmauern, der dritte mittlere aber auf einer besonderen in der Mitte des Rades aufgeführten Stützmauer aufliegt.

Tafel IV., Fig. 1 ist eine Gerinnkonstruktion, welche von der vorhergehenden nicht verschieden zu sein scheint, aber in der That auf einem anderen Prinzip beruht. Die im Vorhergehenden beschriebenen Gerinne haben den praktisch erheblichen Nachtheil, dass man nur aus der schlechten Leistung des Rades erkennen kann, wenn sie schadhaft und undicht geworden sind, und dass man das ganze Rad demontiren muss, wenn am Gerinne Ausbesserungen oder Erneuerungen vorgenommen werden müssen. Der Gerinnbau Tafel IV., Fig. 1

ist dagegen so eingerichtet, dass man dessen Zustand jederzeit, auch während des Radganges untersuchen kann und dass das Rad nicht demontirt werden muss, wenn kleinere Reparaturen vorzunehmen sind. Es ist nämlich der Raum unter dem Gerinne hohl gelassen, so dass man in denselben durch eine in einer Seitenmauer angebrachte Thüröffnung gelangen und den Zustand des Gerinnbodens untersuchen kann, und dann sind die Bodenbretter nicht von oben, sondern von unten an die Krummstücke des Gerinngerippes angelegt und werden durch eiserne Bänder, die ähnlich wie Fassreife wirken, festgehalten. Diese Bänder können oben oder unten mit Schrauben angespannt werden.

Aufstellung der Räder.

Allgemein leitende Grundsätze. Die Aufstellung der Wasserräder bietet mancherlei Belehrendes, daher wir dieselbe besprechen wollen. Diese Aufstellung ist leicht oder schwierig, je nachdem dieselbe mit oder ohne Ueberlegung bewerkstelligt wird. Das Denken über die Sache ist auch hier das Beste. Wenn man die Aufstellung planmässig angreift und durchführt, kann man ohne Kosten und ohne Zeitverlust eine beinahe beliebige Genauigkeit erzielen. Der Hauptvortheil bei der Aufstellung liegt darin, dass man zuerst die Wasserradwelle in ihre Lager legt und dann dieselbe gleichsam als Radzirkel benutzt, um alles mit ihrer Axe concentrisch anzubringen.

Die eisernen Theile des Wasserrades werden in der Maschinenfabrik fertig gearbeitet, zusammengepasst, eingepackt und an ihren Bestimmungsort geschafft. Alle Holzbestandtheile werden an Ort und Stelle, wo das Wasserrad erbaut werden soll, bearbeitet und gefügt. Zu diesem Behuf wird daselbst eine Bauhütte aufgeschlagen und in derselben ein sogenannter Radstuhl, Tafel IX., Fig. 12, mit einem Radzirkel aufgestellt. Dieser Radstuhl ist gleichsam ein runder niedriger Tisch von der Grösse des Rades.

Derselbe wird hergestellt, indem man mehrere Pfähle a im Kreise in den Boden schlägt, mehrere radiale Balken b daraufzapft und über dieselben eine Bretterdecke c nagelt. Der Radzirkel ist eine eiserne Stange d, die im Centrum aufgestellt, unten in eine Pfanne gesetzt und oben an einem Dachbalken der Bauhütte mit einem Lager versehen wird. An diese Stange bringt man in horizontaler Richtung vermittelst einer Fassung eine lange hölzerne Latte e an, an welcher Zeichenstifte oder eiserne Spitzen zum Aufritzen, ähnlich wie bei einem Stangenzirkel, angebracht werden; auf der Stange e

kann man auch eine genaue Maassstabeintheilung anbringen. Auf diesem Radstuhl wird alles zurecht gearbeitet, was nach gewissen Halbmessern abgerundet werden soll. Diese Theile werden auf den Radstuhl in ihrer richtigen Lage gebracht, dann werden die Zeichenspitzen nach den Maassen gestellt und werden dann die Bogenlinien auf die zu bearbeitenden Stücke aufgezeichnet oder aufgeritzt. Das Ausarbeiten nach den Aufzeichnungen geschieht dann mit den gewöhnlichen Zimmermannswerkzeugen, mit Säge, Hobel, Stemmeisen etc. Nachdem alle Holztheile auf diese Weise bearbeitet und die nothwendigen Zapfen und Zapfenlöcher etc. daran angebracht sind, beginnt die eigentliche Aufstellung des Rades. Um diese deutlich zu erklären, ist es am besten, einige Beispiele im Detail zu beschreiben, was nunmehr geschehen soll.

Aufstellung eines großen hölzernen Wasserrades. Wählen wir als erstes Beispiel ein grösseres hölzernes Wasserrad (ähnlich dem auf Tafel III., Fig. 3 dargestellten) mit Zahnkranz und eisernen Rosetten. Zuerst müssen nach genauen mit Maassen versehenen Montirungszeichnungen die Seitenmauern gegründet und aufgeführt werden. Für kleine Räder kann solides Bruchsteinmauerwerk genügen, für grosse Räder müssen, insbesondere unter den Zapfenlagern, möglichst grosse Quadersteine angewendet werden, denn die Erschütterungen, welchen diese Mauern von den Zapfenlagern aus ausgesetzt sind, sind so gewaltig, dass Bruchsteinbauten ganz zerstört und zerbröckelt würden. Während die Seitenmauern sich erheben, sind an den geeigneten Orten und nach möglichst genauen Maassen die Querschwellen und die Stützen der Gerinnswände einzulegen und einzumauern. Sind die Mauern aufgeführt, so müssen die Lager für die Wasserradwelle mit grösster Sorgfalt montirt und mit dem Quadermauerwerk durch eiserne Stangen, die tief in dasselbe hinabreichen, so fest verbunden werden, dass das Ganze eine compakte Masse bildet.

Hierauf wird die Wasserradwelle mit den bereits daran befestigten Rosetten in die Lager eingelegt. Nun kann der Gerinnbau beginnen. Es werden die Langschwellen oder Krümme in die Querschwellen eingelegt und angeschraubt. Die Rundungen dieser Krümme dürfen aber, wenn dieselben eingelegt werden, noch nicht ausgearbeitet sein, sondern dies geschieht nun erst vermittelst der Radwelle. Man befestigt an jeder Rosette einen Radarm, bringt an diese zwei Radarme aus Latten bestehende Verlängerungen an, befestigt an dieselben in Entfernungen von der Radaxe gleich dem Halbmesser der Gerinnsbodenauflage Spitzen oder Stifte, dreht die

Welle mit den Armen in den Lagern um ihre geometrische Axe, und lässt durch die Zeichenstifte die Kreisbogen aufzeichnen, nach welchen die Krümme ausgehöhlt werden müssen. Ist diese Ausarbeitung geschehen, so werden die Bodenbretter des Gerinnes und die Bretter, welche überhaupt sämmtliche Wandungen des Gerinnbaues zu bilden haben, eingelegt und angenagelt. Die Bodenbretter sind aber schon früher auf dem Radstuhl auf einer Seite hohl gehobelt worden, so dass sie, wenn sie in ihre Lage gebracht worden sind, eine stetige cylindrische Fläche bilden.

Nachdem der Gerinnbau fertig ist, wird der Radbau fortgesetzt. Es werden die Radarme in die Rosetten eingelegt und angeschraubt, dann die Radkränze an die Radarme angelegt und an dieselben vorläufig leicht angeschraubt. Um dieselben in ganz genau concentrische Lage zu bringen, befestigt man an einen Balken, der auf eine Seitenmauer gelegt wird, eine Spitze so, dass sie in die Peripherie des Kreises zu stehen kommt, nach welchem der Radkranz gerundet sein soll, dreht dann die Welle herum und sieht nach, ob die Radfelgen an der Spitze vorbeigehen, die Abweichungen, welche sich zeigen, werden corrigirt, indem man die Radfelgen mit einem hölzernen Hammer in die rechte Lage treibt. Ist alles adjustirt, so werden die Schrauben, welche die Radkränze mit den Armen zu verbinden haben, fest angezogen. Nun werden die Schaufelarme in die Kränze eingelegt und angekeilt, und wird der Radboden an den Kranz genagelt, was keine besondere Adjustirung erfordert. Um aber zu bewirken, dass die mit der Axe des Rades parallelen äusseren Kanten der Schaufeln alle in einen Kreiscylinder zu liegen kommen, der von der cylindrischen Fläche des Gerinnes um den festgesetzten Spielraum absteht, verfährt man auf folgende Weise. Man befestigt eine Schaufel an zwei Schaufelarme, so dass die äussere Kante thatsächlich vom Gerinne um den Spielraum gleich weit absteht, dreht dann das Rad, bis diese Kante eine horizontale Lage annimmt, richtet längs derselben eine gerade Latte so, dass sie der ganzen Länge nach von dieser Kante leicht berührt wird, und befestigt hierauf alle Schaufeln so, dass ihre Kanten an dieser Latte berührend vorbeigehen, wenn das Rad gedreht wird. Auf ähnliche Weise wird zuletzt der Zahnkranz angelegt, adjustirt und angeschraubt. Mancherlei selbstverständliche Einzelheiten bedürfen keiner Erläuterung. Das Gesagte wird hinreichen um einzusehen, dass man bei dem angedeuteten Verfahren der Aufstellung beinahe jeden beliebigen Grad von Genauigkeit erreichen kann.

Aufstellung eines eisernen Schaufelrades. Dieses geschieht auf ganz ähnliche Weise, indem zuerst die Gerinnsmauern aufgeführt werden, dann die Welle eingelegt wird, worauf der Gerinn- und Radbau folgt, wobei immer die Welle zur Adjustirung benutzt wird.

Aufstellung eines Zellenrades von Holz. Diese ist in sofern leichter zu bewerkstelligen, als bei einem solchen Rade gewöhnlich kein Radgerinne vorhanden ist, ein kleiner Fehler in der Rundung des Baues mithin keine nachtheiligen Folgen haben kann. Nur muss bei einem solchen Rade, wenn es von Holz gebaut wird, dafür Sorge getragen werden, dass die Zellen- und Bodenbretter gut eingefügt und verbunden werden. Zuerst werden die Seitenmauern aufgeführt, hierauf wird die Welle gelagert, dann werden die Radarme eingelegt und befestigt, hierauf werden die Felgenkränze an die Radarme so angelegt und angeschraubt, dass die einander zugekehrten inneren Ebenen der Kränze etwas (etwa um ein paar Millimeter) weiter von einander abstehen, als die Länge der Zellenbretter und Bodenbretter beträgt. Vorausgesetzt, dass die Nuthe an dem Felgenkranze und dass die Endkanten der Bretter rein und sauber und mit den richtigen Maassen ausgearbeitet sind, lassen sich nun die Bretter der Zellenböden von innen nach aussen in die Nuthen einschieben, und ebenso auch die Bretter der äusseren Zellenwände von aussen nach innen. Hierauf werden die beiden Seiten des Rades durch die Zugstangen so fest zusammengezogen, dass die Zellenbretter bis in den Grund der Nuthen eindringen und alles zusammengeklemmt wird. Nun erst werden die Bodenbretter innen angelegt und angenagelt oder angeschraubt. Die Rundadjustirung der Theile kann bei diesem Radbau auf ähnliche Weise geschehen, wie früher bei den Schaufelrädern ausführlich erklärt wurde.

Ingangsetzung der Wasserräder.

In dieser Hinsicht ist Einiges zu erklären. Die Ingangsetzung eines Rades geschieht nicht nur einmal, sondern jeden Tag ein- bis zweimal, wenn die Arbeitszeiten beginnen. Bei Schaufelrädern und kleinen Zellenrädern ist keine besondere Vorsicht nothwendig. Man zieht den Schützen langsam auf und wartet zu, bis das Rad in den regelmässigen Beharrungszustand gelangt. Anders ist es bei grossen Zellenrädern. Zieht man, um das Rad in Gang zu bringen, den Schützen langsam auf, so fliesst das Wasser zuerst in die am Scheitel befindliche Zelle bis diese überläuft und das Wasser in die

zweite Zelle fliessen macht. Auf diese Weise werden zuerst einige der obern Zellen gefüllt. Die Bewegung des Rades beginnt dann, wenn die Summe der statischen Momente aller in den Zellen enthaltenen Wassermassen im Stande ist, die Widerstände der ganzen Fabrik zu überwinden. Allein diese Momentensumme wächst gewaltig, so wie das Rad seine Bewegung begonnen hat, indem sich dabei die Wassermassen in horizontalem Sinne von der Axe entfernen, und dadurch kann es geschehen, dass das Rad rasch um einen gewissen Winkel um seine Axe gerissen wird, bis die gefüllten Zellen unten ankommen und rasch das Wasser ausgiessen. Nun ist aber das Rad beinahe leer, kommt demnach zum Stillstand, bis wiederum die obern Zellen so stark gefüllt werden, dass neuerdings eine rasche Drehung erfolgt, die abermals mit einem Radstillstand endigt etc. Aehnliche Erscheinungen treten ein, wenn das Rad abgestellt ist, der Schützen nicht aufgezogen ist, aber nicht genau schliesst und der Zuflusskanal Wasser enthält. An Sonntagen und überhaupt in den Ruhepausen soll man daher jederzeit den Zuflusskanal entleeren. Um bei einem solchen Rade eine regelmässige und allmählige Ingangsetzung hervorzubringen, kann man so verfahren, dass man zuerst die in der Höhe der Axe des Rades befindlichen Zellen vermittelst eines Wasserschlauches von dem Zuflusskanal füllt, bis ein normaler Gang eintritt und dann erst den Schützen aufzieht.

DRITTER ABSCHNITT.

Die Turbinen.

Begriff und Entstehung der Turbinen. Die Aufstellung eines strengen Begriffes für die Turbinen ist nicht möglich; eine scharfe Grenze zwischen denselben und den Wasserrädern gibt es nicht.

Die Turbinen sind hydraulische Kraftmaschinen zur Aufsammlung der in den Wasserläufen und Wasserfällen enthaltenen Kraftleistungsfähigkeiten. Sie sind in der Regel radförmig; doch gibt es auch Anordnungen, die eine ganz andere Grundform haben. Sie bewegen sich in der Regel um vertikale Axen; doch gibt es auch solche, bei welchen die Axe eine horizontale oder schiefe Lage hat. Die Turbinen bewegen sich oftmals unter Wasser, doch gibt es auch solche, die ausserhalb des Wassers gestellt sind. Bei der Turbine wirkt das Wasser gewöhnlich gleichzeitig auf alle Schaufeln, aber es gibt auch Anordnungen, bei welchen das Wasser gleichzeitig nur auf einen Theil der Schaufeln einwirkt. Gewöhnlich drehen sich die Turbinen mit grosser Geschwindigkeit, doch gibt es auch langsam gehende. Gewöhnlich sind die Turbinenräder kleiner als die Wasserräder, aber es gibt auch Anordnungen von beträchtlicher Grösse.

Man sieht, ein charakteristischer Unterschied zwischen den Turbinen und den Wasserrädern ist nicht vorhanden, sondern sie gehen allmählig in einander über.

Obgleich die Turbinen erst in neuerer Zeit eine grössere Bedeutung und allgemeinere Anwendung gefunden haben, so sind es doch Erfindungen einer längst vergangenen Zeit. Wenigstens hat es schon vor undenklichen Zeiten Wasserräder gegeben, die man Turbinen nennen muss. Allein diese ältern Turbinen beruhten auf keiner wissenschaftlichen Grundlage, und wurden stets sehr roh und in jeder Hinsicht unvollkommen ausgeführt, so dass ihre Leistungen

jene der Wasserräder nie erreichten. Die Bedingungen, bei deren Erfüllung die Kraftleistungen einer Turbine günstig sein können, hat erst in neuerer Zeit die Wissenschaft ausfindig gemacht, und die Schwierigkeiten, welche der Ausführung dieser Maschinen entgegenstehen, konnten auch erst in neuerer Zeit bewältiget werden, seitdem die Maschinenwerkstätten vollkommen eingerichtet sind, und die Durchführung aller Arbeitsprozesse zu einer so hohen Vollendung gediehen ist.

Die neueren Turbinen sind aus einer wissenschaftlichen Kritik der älteren Wasserräder und der älteren Turbinen hervorgegangen. Die Wissenschaft hat schon längst den Satz aufgestellt, dass diese Wasserräder und Turbinen so angeordnet sein sollten, dass 1) das Wasser, ohne einen Stoss zu verursachen, in das Rad gelangen kann; 2) während seines Verweilens in dem Rade keinerlei Störungen in seiner Bewegung erleide; 3) ohne Geschwindigkeit das Rad verlasse. Die Theorie hat ferner erkannt, dass die rasche Bewegung der kleinen oberschlächtigen Tyroler Wasserrädchen, wie die rasch laufenden südfranzösischen Löffelräder und ähnliche Anordnungen von grossem praktischen Werth sind, und dass es eben darauf ankomme, die drei oben ausgesprochenen Prinzipien auf derlei kleine, schnell laufende Wasserrädchen anzuwenden. Dies ist die leitende Idee, aus der alle neueren Turbinen hervorgegangen sind, und alle diese Turbinen sind keine neuen Erfindungen, sondern sind nur durch richtige Anwendungen der wissenschaftlichen Prinzipien entstanden, oder sie sind verbesserte Auflagen der älteren Turbinen.

In meinem grösseren Turbinenwerk findet man sowohl Beschreibungen wie Abbildungen von den meisten älteren Turbinen und von fast allen denkbaren neueren Anordnungen; hier müssen wir uns einschränken, und werden deshalb nur die praktisch wichtigsten beschreiben.

Beschreibung einiger Turbinen.

Die Vollturbine von Fourneyron, direkte Aufstellung. Tafel X., Fig. 1 und 2. Dem französischen Ingenieur *Fourneyron* gebührt das Verdienst, die erste auf den oben ausgesprochenen Prinzipien beruhende Turbine angegeben, und sogar mit sehr schöner und wohl ausgedachter Detailkonstruktion ausgestattet zu haben. Nachdem einmal dieser Schritt gethan war, unterlag es keiner besonderen Schwierigkeit, mannigfaltige Variationen von Turbinenkonstruktionen ausfindig zu machen. Diese Turbine hat folgende Einrichtung:

a ist der tellerförmige mit einer vertikalen Axe b verbundene Körper des Turbinenrades. Auf dem Rande dieses Tellers sind viele gekrümmte Blechschaufeln c c angebracht, die den inneren Umfang ungefähr unter einem rechten, den äusseren Umfang unter einem kleinen Winkel durchschneiden. Auf die obere Kante der Schaufeln ist eine ringförmige Krone d d gelegt und mit den Schaufeln verbunden. Die Axe dreht sich unten in einer ziemlich komplizirten, zum sorgfältigen Oelen eingerichteten Pfanne e, die durch einen Hebel f verstellbar ist, um das Rad mehr oder weniger heben zu können. g ist eine Stange, vermittelst welcher der Hebel von oben aus bewegt und gestetlt werden kann.

Der in der Regel aus Holz konstruirte Zuflusskanal h endiget mit einer Querwand i, und am Boden desselben ist eine grössere runde Oeffnung angebracht, an welche sich der cylindrische Mantel k anschliesst. Im Innern des Turbinenrades befindet sich das Einlaufrad, vermittelst welchem das Wasser aus dem Zuflusskanal nach geeigneten Richtungen in das Turbinenrad geleitet wird. Dieses Einlaufrad hat folgende Konstruktion. l ist eine kreisrunde ebene Platte, die in der Mitte eine Oeffnung hat, und vermittelst einer Hülse mit einer Röhre m verbunden ist, welche oben an zwei Balken oder an einen Brückenbau gehängt wird. Auf der Platte l sind (wie aus Figur 2 am Deutlichsten zu ersehen ist) gekrümmte Blechflächen n n angebracht, die den äussern Umfang der Platte unter einem kleinen Winkel schneiden und nach der Axe herein gekrümmt sind. Diese Leitschaufeln n haben also, wie man sieht, eine Krümmung, welche der Krümmung der Radschaufeln c entgegengesetzt ist. Das Leitschaufelrad hängt also vermittelst der Röhre m an der oberen Brücke, und der äussere Umfang des Leitschaufelrades ist von dem inneren Umfang des Turbinenrades nur durch einen sehr kleinen Zwischenraum getrennt. o o ist ein Blechcylinder, der an seinem obern Rande mit einer Lederdichtung (ähnlich wie ein Pumpenkolben) versehen ist, so dass dieser Cylinder o an dem Mantel k auf und ab verschiebbar ist und gleichsam eine Verlängerung des Mantels k bildet. Zum Behufe dieser Bewegung sind an dem Cylinder o drei oder vier Stangen angebracht, und diese werden durch einen in der Zeichnung nicht angedeuteten Mechanismus in die Höhe gezogen oder niedergesenkt. An der innern Fläche des Schützenmantels sind Holzstücke q q befestigt, die von einander um etwas mehr entfernt sind, als die Dicke der Leitschaufeln beträgt. Diese hölzernen Beilagen dienen zur Leitung des Wassers in das Rad. Die äusseren vertikalen Kanten der Leitschaufeln n reichen ganz nahe bis an die innere Fläche des Schützencylinders o o. In

der Zeichnung ist der Schützen ganz zufgezogen dargestellt, indem der untere Rand desselben auf der Höhe der Krone d steht. Die Axe ist oben mit einem Transmissionsrad versehen und es ist selbstverständlich, dass ein Lagerstuhl vorhanden sein muss, um die Welle in ihrer richtigen Lage zu erhalten.

Das durch den Kanal h zufliessende Wasser gelangt durch den Mantel k und den Schützencylinder o in den Bereich der Leitschaufeln n n herab, wird von denselben in horizontalem Sinne nach dem äussern Umfang der Leitschaufeln hinausgeleitet, schiesst daselbst nach tangentialer Richtung in einzelnen Strahlen hinaus, gelangt in den Bereich der Radschaufeln c, will nach gerader Linie vermöge der Trägheit fortgehen, wird aber durch die Radschaufeln genöthigt, krummlinig fortzugehen, übt dadurch gegen diese Radschaufeln Pressungen aus und treibt das Rad nach der Richtung des Pfeiles herum. Zuletzt fällt es am äussern Umfang des Rades heraus und zieht in den Abflusskanal r fort. Es hat das Ansehen, wie wenn das Wasser bei seinem Uebertritt aus dem Einlaufrad in das Turbinenrad gegen die Schaufeln des letzteren stossen müsste, wir werden aber in der Folge sehen, dass dies nicht geschieht, sondern dass in geregeltem Gang des Rades die Richtung der relativen Bewegung des Wassers gegen den innern Umfang des Turbinenrades genau mit der Anfangsrichtung der Radschaufeln zusammenfällt. Wer sich über die konstruktiven Details dieser Turbine belehren will, beliebe die auf Tafel I. des grösseren Turbinenwerkes konstruktiv dargestellte *Fourneyron*'sche Turbine anzusehen.

Fourneyron'sche Turbine, umgekehrte Aufstellung. Tafel X., Fig. 3. a ist das Ende des Rohres durch welches das Wasser aus dem Zuflusskanal zur Turbine herabgeleitet wird. Dieses Rohr a mündet in den Maschinencylinder b ein, auf welchen das Rohrstück c c geschraubt ist, das in der Mitte mit einem hohlen conoidisch geformten Körper versehen ist. Drei oder vier Arme e, die an d und c angegossen sind, halten denselben. Gegen d ist der Körper des Leitschaufelrades f f geschraubt. h h ist das Turbinenrad, ganz ähnlich konstruirt, wie früher beschrieben wurde. Die Axe hat unten einen Zapfen und dieser dreht sich in einer Pfanne, die von dem Körper d getragen wird. Oben ist die Axe durch ein Lager gehalten und mit einem Transmissionsrad versehen.

Turbinen dieser Art sind schon mehrmals ausgeführt worden. Für grössere Gefälle können sie wohl gebraucht werden, indessen in neuester Zeit sind sie nicht mehr in der Mode.

Schottische Turbine. Tafel X., Fig. 4 und 5. Diese Turbine ist dem Wesen nach das *Segner*'sche Rad oder die Turbine von *Manoury.* Auch kann man sie als eine Spezialisirung der *Fourneyron*'schen ansehen. Wenn man nämlich bei dieser letzteren die Leitschaufeln weglässt, und das Rad mit nur wenigen Radschaufeln versieht, endlich die umgekehrte Aufstellung anwendet, so entsteht diese *Schottische* Turbine. Diesen Namen hat sie in neuerer Zeit erhalten, weil sie in Schottland von einem Ingenieur Namens *Whitlaw* vielmals ausgeführt worden ist. Die oben dargestellte Turbine ist, was das Detail anbelangt, etwas anders eingerichtet, als die Turbine von *Whitlaw.* a ist das Zuflussrohr, es mündet in den Maschinencylinder b, der auf ein Sockelgehäuse gestellt ist. Auf diesen ist eine Röhre befestigt, die sich oben nach einer schirmförmigen Fläche c c erweitert. Das Rad hat drei Kanäle d d d, kehrt seine untere Oeffnung dem oberen Rande des Maschinencylinders zu, und daselbst ist eine Dichtung vorhanden, welche gegen Wasserverlust schützen soll, aber leider viele Reibung verursacht. Der Radkörper ist mit einer Axe e verbunden, die sich unten im Sockelgehäuse bei f in einer Pfanne dreht, oben durch ein Axenlager gehalten wird. Wenn der Grundsatz, auf welchem die *Fourneyron*'sche Turbine beruht, richtig ist, so kann diese *Schottische* Turbine unmöglich auf einem richtigen Grundsatz beruhen, denn sie entsteht ja, wie wir gesehen haben, nur durch Weglassung von wesentlichen Elementen der *Fourneyron*'schen Turbine. Die Praktiker haben lange für diese *Schottische* Turbine geschwärmt und ihre Einfachheit, Solidität und leichte Behandlung gerühmt. Allein das alles hat sich nicht bestätigt, die Turbine wird wenigstens auf dem Kontinent nicht mehr gebaut, und die Schwierigkeit der Herstellung einer sicher verschliessenden und doch wenig Reibung verursachenden Dichtung hat sich nur zu deutlich gezeigt.

Vollturbinen mit übereinander liegenden Rädern. Bei den *Fourneyron*'schen Turbinen liegen die beiden Räder (das Turbinenrad und das Leitrad) concentrisch in einander. Dies hat zur Folge, dass das Wasser ziemlich verwickelte Bahnen durchlaufen muss, um aus dem Zuflusskanal bis in das Turbinenrad zu gelangen, und dass ferner die Konstruktion dieser Turbine verhältnissmässig komplizirt ausfällt. Auch ist wenigstens bei Anordnungen für kleinere Gefälle die Aufstellung und Beaufsichtigung schwierig und etwaige Reparaturarbeiten lassen sich nur nach einer vorausgegangenen

lästigen Demontirung der Maschine vornehmen. Diese Erwägungen haben mich schon in der frühesten Zeit meiner Studien über die Turbine zu dem Gedanken geführt, dass es vortheilhafter wäre, die Räder übereinander zu legen und das Wasser nach vertikaler Richtung durchströmen zu lassen. Allein es gelang mir nicht, in diesem Falle einen zweckmässigen Schützen zur Regulirung des Wasserzuflusses ausfindig zu machen, und dies veranlasste mich damals, die Anordnung mit zwei übereinander liegenden Rädern aufzugeben. Wahrscheinlich haben diesen Gedanken auch Andere erfasst, aber zu einem glücklichen Erfolg ist derselbe erst bei der Turbine gediehen, die ich der Kürze wegen die *Jonval*'sche nennen will, weil die erste praktische Ausführung und spätere Verbreitung dieser Turbine mit *Jonval* beginnt. Die ersten praktisch günstigen Erfolge haben jedoch erst die Herren *André Köchlin* in Mühlhausen erzielt. Die eigentliche Erfindung besteht bei diesen Turbinen nicht eigentlich darin, dass die Räder übereinander gestellt sind, sondern dass sie sich in einer je nach Umständen gekrümmten Röhre befinden, durch welche das Wasser aus dem Zuflusskanal in den Abflusskanal strömt. Indem das Wasser die in der Röhre befindlichen Räder durchströmt, gibt es die lebendige Kraft, die ihm vermöge des Gefälles zukommt, an das Turbinenrad ab und fliesst unten ohnmächtig ab. Diese Aufstellung der Räder in Verbindung mit der Uebereinanderstellung hat dieser Maschine ihren hohen praktischen Werth verliehen. In dem grösseren Werke über Turbinen findet man auf den Tafeln 5, 6, 7, 8 eine sehr grosse Anzahl von *Jonval*'schen Turbinen dargestellt; beinahe alle logischen Möglichkeiten. Hier müssen wir uns auf einige der wichtigsten dieser Anordnungen beschränken.

Jonval'sche Turbine für kleine Gefälle. Tafel X., Fig. 6 und 7. a ist der Zuflusskanal, b der Abflusskanal. Vom Boden des ersteren an hängt ein Rohr c herab, das oben konisch, unten cylindrisch geformt ist. Es taucht bis zu einer gewissen Tiefe in das Unterwasser ein. In diesem Rohr (dem Turbinenmantel) befinden sich die beiden Räder. d ist das unbewegliche Einlaufrad. Der Körper desselben kann am deutlichsten an der in Fig. 8 im Durchschnitt dargestellten Turbine erkannt werden. Dieser Körper ist ein cylindrischer Ring mit einem konischen Deckel, der an der Spitze eine Oeffnung hat und für den dichten Durchgang der Turbinenaxe mit einer Stopfbüchse versehen ist. Von dieser Wand gehen die Leitschaufeln aus, deren Form man sich auf folgende

Weise entstanden denken kann. Man verzeichne auf der äusseren cylindrischen Fläche des Radkörpers eine krumme Linie, welche den oberen Rand nahe unter einem rechten Winkel, den unteren Rand dagegen unter einem kleinen spitzen Winkel schneidet, und denke sich nun, dass eine gerade Linie längs der geometrischen Axe des Cylinders so herab bewegt werde, dass sie in jeder Position diese Axe senkrecht durchschneidet und durch einen Punkt der auf dem Cylinder verzeichneten Kurve geht. Hierdurch entsteht eine Art Schraubenfläche und dies ist die Form einer Leitschaufel des Einlaufrades. Denkt man sich, dass das ganze System der Schraubenflächen aller Leitschaufeln durch eine Kegelfläche geschnitten werde, deren Form mit der inneren Fläche des oberen konischen Theiles des Mantels c übereinstimmt, so erhält man die äusseren Begrenzungen der Schaufeln. Dieses Einlaufrad ist einfach in den konischen Trichter des Mantels eingelegt, so dass die äusseren Umfangskanten der Schaufeln die innere Fläche des Trichters berühren. Eine weitere Befestigung des Einlaufrades ist nicht vorhanden und nicht erforderlich. Das Turbinenrad e ist ähnlich gebildet. Der Körper desselben ist, wie am deutlichsten Fig. 8 zeigt, ein cylindrischer Ring mit einem ebenen Boden, der in der Mitte mit einer Hülse zur Befestigung an die Turbinenaxe g versehen ist. Die Schaufelflächen sind ebenfalls nach Schraubenflächen geformt. Die äusseren Umfangskanten liegen jedoch in der Fläche eines Kreiscylinders, dessen Durchmesser etwas kleiner ist, als der innere Durchmesser des cylindrischen Theiles des Mantels c. Wie aus Fig. 6 zu ersehen ist, sind die Krümmungen der Schaufeln des Turbinenrades den Krümmungen der Schaufeln des Leitrades entgegengesetzt, und es hat das Ansehen, wie wenn das aus den Leitschaufelkanälen ausströmende Wasser gegen die Schaufeln des Turbinenrades stossen müsste; allein, wenn das Turbinenrad im richtigen Gang ist, stimmt die Richtung der relativen Bewegung des aus den Leitschaufelkanälen ausströmenden Wassers gegen das Rad mit der Richtung der Radschaufeln an der oberen Ebene des Rades überein, und so kommt es dann bei diesem regelmässigen Gang oder Trieb, dass der Eintritt des Wassers in das Turbinenrad ohne Stoss erfolgt. Die Axe g des Rades dreht sich unten in einer Pfanne f, die durch drei oder vier vom Cylindermantel ausgehende eiserne Arme getragen wird; oben wird die Axe durch ein Axenlager gehalten und ist mit einem Transmissionsrad versehen. Das Wasser strömt aus dem Zuflusskanal durch die Kanäle des unbeweglichen Leitrades, springt in das Turbinenrad über, durchströmt es mit seiner lebendigen Kraft, treibt es nach der Richtung des Pfeiles

herum und fliesst dann ohnmächtig niederwirbelnd in den Abflusskanal herab. Man erkennt sogleich, dass die Aufstellung und Bedienung dieser Turbine viel einfacher ist, als die *Fourneyron*'sche, indem die beiden Räder leicht von oben herab eingesetzt nnd nach oben hinauf herausgenommen werden können.

Jonval'sche Turbine für größere Gefälle. Tafel X., Fig. 8. Diese ganz im Durchschnitt dargestellte Turbine unterscheidet sich von der vorhergehenden nur durch zwei Dinge, 1) ist der cylindrische Theil des Mantels c viel länger und 2) sitzt der Mantel unten mit einzelnen rippenförmigen Füssen auf einer Grundplatte i auf, die eine konoidische Form hat. Auch ist am untern Rand des Mantels ein Ringschützen h angebracht, wodurch der Wasserzufluss regulirt oder auch ganz aufgehoben werden kann. Allein wir werden in der Folge bei der theoretischen Behandlung des Gegenstandes leider kennen lernen, dass dieser Schützen eigentlich nur zum gänzlichen Abstellen der Turbine gute Dienste leistet, zur Regulirung des Wasserzuflusses aber nicht gebraucht werden kann, denn wenn man z. B. den Schützen so weit niedersenkt, dass nur die Hälfte von derjenigen Wassermenge durchfliesst, die bei ganz aufgezogenem Schützen durchgeht, so wird das Güteverhältniss der Turbine, d. h. das Verhältniss zwischen dem Nutzeffekt, den sie entwickelt, und dem absoluten Effekt der Wasserkraft, sehr klein. Vortheilhaft kann also die Wasserkraft nur bei ganz aufgezogenem Schützen benützt werden. Bei einer guten Regulirung müsste dagegen das Güteverhältniss ein gleich grosses bleiben, ob man viel oder wenig Wasser auf die Turbine wirken lässt. Es ist leicht zu erkennen, dass die Anwendbarkeit dieser Turbine beschränkt ist. Es darf nämlich, theoretisch gesprochen, die Höhe der unteren Ebene des Turbinenrades über dem Wasserspiegel im Abflusskanal nicht mehr als 10^m, d. h. nicht mehr als die Höhe der Wassersäule betragen, welche durch den Druck der Atmosphäre getragen wird; ja in der Praxis kann diese Höhe nicht mehr als circa 8^m sein; denn wenn sie höher als 10^m und z. B. 12^m wird, bildet sich unter dem Rand ein leerer Raum von 2^m Höhe, durch welchen das Wasser aus dem Rad herabregnet, und diese Höhe von 2^m ist für die Wirkung des Wassers auf das Rad ganz verloren. Aber innerhalb dieser Grenzen leistet diese Aufstellung vortreffliche Dienste, indem die Räder am oberen Ende des Rohres angebracht werden können, also leicht zugänglich sind, leicht eingesetzt und wieder herausgezogen werden können, die Turbinenaxe leicht und kurz sein kann, die relative Lage der Räder gegen den Mantel vollkommen gesichert ist, kostspielige Fun-

damentirungen und Brückenbauten nicht nothwendig sind u. s. w. Wenn es möglich wäre, einen ganz richtig wirkenden Regulirschützen anzubringen, würde diese Turbine wenig zu wünschen übrig lassen. Von den verschiedenen Regulirschützen wird später die Rede sein.

Jonval'sche Turbine, mittlere Aufstellung. Tafel XI., Fig. 1. Wenn das Gefälle grösser als 8 bis 10^{m} ist, kann diese mittlere Aufstellung gewählt werden. Zwei solche Turbinen, eine von 80, die andere von 120 Pferdekraft, betreiben eine grosse Spinnerei zu Atzenbach im Badischen Wiesenthal. Sie sind auf der Tafel XVII. des grösseren Turbinenwerkes abgebildet und in Esslingen ausgeführt. Der Theil der Maschine bis zur oberen Ebene des Einlaufrades ist identisch wie bei der vorhergehenden Turbine, aber oberhalb des Einlaufrades erhebt sich ein mit einem Deckel geschlossener Cylinder a, nach welchem das Wasser aus dem Zuflusskanal c durch das Rohr b niederfliesst. Das Rohr b sitzt unten auf einem Mauerwerk. Der Cylinder a muss noch durch eine in der Zeichnung nicht dargestellte Mauerplatte getragen und gehalten werden. Diese Aufstellung kann möglicher Weise für die grössten Gefälle gebraucht werden, denn die Höhe des oberen Rohres ist nicht beschränkt, und es ist nur nothwendig, dass die Höhe des Turbinenrades über dem Spiegel des Unterwassers nicht mehr als circa 8^{m} betrage. Indessen, praktisch ist diese Aufstellung doch nicht, weil die Räder im Innern eingeschlossen, also schwer zugänglich sind. Will man sie heraus nehmen, und dann wiederum einsetzen, so muss der Deckel des Cylinders a los gemacht und abgehoben werden. Auch die Stopfbüchse am Deckel für den Durchgang der Axe ist fatal, weil für Wellen, die sich drehen, Stopfbüchsendichtungen nicht gut gemacht werden können. Ich habe schon in meinem ersten Werk über Turbinen eine ähnliche Aufstellung beschrieben, und nach dieser wurden die Atzenbacher Turbinen ausgeführt, und zwar gegen meinen Rath. Indessen die Ausführung gelang doch, die Turbinen sind heute noch im Gang, leisten gute Dienste, aber über Unbequemlichkeit der Behandlung beklagt man sich doch, und die Zapfen machen viele Schwierigkeiten, was theilweise von dieser Aufstellungsart herrührt.

Jonval'sche Turbine, umgekehrte Aufstellung. Tafel XI., Fig. 2. Diese Aufstellung habe ich im Jahre 1845 für die Lokalität *Atzenbach* ausgedacht und zur Ausführung vorgeschlagen. Der Fabrikant hatte aber nicht den Muth, meinen Vorschlag anzunehmen.

Einige Jahre später hat *Trück* eine solche Turbine für eine Fabrik bei Frankfurt am Main ausgeführt, die noch im Gange ist und gute Dienste leistet. Sie ist auf Tafel XVI. des grösseren Turbinenwerkes konstruktiv dargestellt. Das Wasser wird aus dem Zuflusskanal a durch das Rohr b in den auf einem Fundament stehenden Maschinencylinder c geleitet. Vor demselben ist eine Drehklappe i angebracht. Auf den oberen Rand des Cylinders c ist ein kurzer mit äusseren Flantschen versehener Cylinder d d geschraubt, der im Innern einen konoidisch geformten Körper e enthält. Drei von der Cylinderwand ausgehende Arme halten diesen Körper, und auf denselben ist das Einlaufrad g gelegt und angeschraubt. Die Lage desselben ist jedoch die umgekehrte von derjenigen der früher beschriebenen Turbinen. Die Leitschaufeln sind nämlich hier gegen die obere Ebene des Leitrades schwach geneigt, bilden aber mit der untern Ebene beinahe einen rechten Winkel. Gegen den Körper e ist auch eine Pfanne befestigt, in welcher der untere Zapfen der Turbinenaxe läuft. h ist das Turbinenrad, ebenfalls in umgekehrter, d. h. in einer solchen Stellung, dass die Radschaufeln die untere Ebene des Rades unter einem grösseren, die obere Ebene des Rades dagegen unter einem kleinen Winkel schneiden. f ist eine an die Flantsche des Cylinders d geschraubte, unten konisch, oben cylindrisch geformte Umhüllung. Die innere Fläche des Kegels berührt die äusseren Umfangskanten der Leitschaufeln. Zwischen den Umfangskanten der Radschaufeln und der inneren cylindrischen Fläche des Mantels f ist jedoch ein kleiner Spielraum gelassen. Der Abflusskanal k umgibt von drei Seiten den Mantel f. Die Wirkung des Wassers auf die Turbine ist selbstverständlich, und ohne in eine theoretische Betrachtung einzugehen, ist zu errathen, dass auch bei dieser Aufstellung die Kraft des Wassers eben so nutzbar gemacht werden kann, wie bei den früher beschriebenen Turbinen. Theoretisch gesprochen kann diese Anordnung selbst für die höchsten Gefälle gebraucht werden; geht man aber auf die praktischen Verhältnisse ein, so erkennt man leicht, dass die Anwendbarkeit dieser Turbine beschränkt wird. Für kleine Gefälle und grosse Wassermassen ist doch die direkte Aufstellung Tafel X., Fig. 6 weit einfacher, ebenso auch für mittlere Gefälle Tafel X., Fig. 8.

Für sehr hohe Gefälle und ganz kleine Wassermassen fällt diese Turbine wie alle Vollturbinen so klein aus, dass sie nur mehr noch eine Modellgrösse hat, und selbst bis zur Kleinheit einer Tabatiere zusammengeht, und dann werden die Krümmungshalbmesser der Schaufelkrümmung so klein, dass das Wasser bei seiner grossen Geschwindigkeit den so stark gekrümmten Schaufeln nicht

mehr folgt; ferner wird die Geschwindigkeit dieser Turbine bei hohem Gefälle so gross, dass die Zapfen nicht mehr haltbar sind. Die Turbine bei Frankfurt hat nur einen Durchmesser von 0·3^{m} und macht in der Minute 720 Umdrehungen.

Partial-Turbinen. Partial-Turbinen wollen wir solche Turbinen nennen, bei welchen das Wasser gleichzeitig nur auf einen Theil der Radschaufeln wirken kann. Sie unterscheiden sich von den Voll-Turbinen durch die Konstruktion des Einlaufes, der so gebildet ist, dass er das Wasser nicht überall, sondern nur an einzelnen Stellen in das Rad eintreten lässt. Diese Partial-Turbinen erhalten bei gleicher Wassermenge viel grössere Dimensionen und machen deshalb viel weniger Umdrehungen als Voll-Turbinen, sind demnach für die Benützung von kleinen Wassermengen und grossen Gefällen geeignet. Nur ist leider die Effektleistung der Partial-Turbinen nicht so günstig als jene der Voll-Turbinen.

Tangentialräder. Die sogenannten Tangentialräder sind im Wesentlichen *Fourneyron*'sche Partial-Turbinen. Es gibt deren mehrere Arten. Wir beschränken uns hier auf die Beschreibung von nur einer Art, welche in theoretischer Hinsicht vollkommen, und in praktischer Hinsicht von Werth ist, nämlich die Anordnung Tafel XI., Fig. 3 und 4, bei welcher das Wasser am äussern Umfang des Rades eintritt und am innern Umfang austritt. Das Wasser gelangt durch das Zuflussrohr a in den Einlauf b, wo zwei Schieber c c angebracht sind, die durch Schrauben und Räder vorgeschoben oder zurückgezogen werden können, wodurch der Wasserzufluss regulirt werden kann. Die Radflächen begegnen dem äusseren wie dem inneren Umfang unter kleinen Winkeln.

Theorie der Fourneyron'schen Turbinen.

Bewegung und Wirkungsart der Fourneyron'schen Turbine. Im Vorhergehenden haben wir die Turbinen nur äusserlich beschrieben, ohne in die dynamischen Vorgänge tiefer einzudringen. Wir haben dadurch eine äussere Anschauung von den mannigfaltigen Anordnungen gewonnen, und gelegentlich durch Zwischenbemerkungen die praktischen Vortheile und Nachtheile, welche den einzelnen Anordnungen zukommen, angedeutet. Wir wenden uns nun zur Theorie dieser Maschinen, um diejenigen Bedingungen kennen zu lernen, welche erfüllt sein müssen, damit

diese Kraftaufsammlungsapparate ihrer Bestimmung gut zu entsprechen im Stande sind, und beginnen mit der Theorie der *Fourneyron*'schen Turbine.

Um jedoch die folgenden analytischen Untersuchungen ohne Unterbrechung verfolgen zu können und die Uebersicht über die Rechnungen durch Zwischenbetrachtungen nicht stören zu müssen, wollen wir zunächst die Bewegung und Wirkungsart so weit kennen zu lernen suchen, als es ohne Rechnung möglich ist.

Der erste Punkt, welcher zu erklären von Wichtigkeit ist, betrifft den Einfluss des Rades und dessen Geschwindigkeit auf die Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser aus den Leitschaufeln ausströmt.

Wenn bei einer Turbine das Rad ganz beseitiget wird, strömt das Wasser zwischen den Leitkurven mit einer Geschwindigkeit aus, die sehr nahe der Endgeschwindigkeit gleich kömmt, welche ein durch die Gefällshöhe im luftleeren Raum freifallender Körper erlangt. Diese Geschwindigkeiten würden vollkommen übereinstimmen, wenn keine Störungen durch Reibungen und andere Nebenumstände stattfänden. Ganz anders verhält sich aber die Sache, wenn das Rad den Leitkurven-Apparat umgibt, und sich um denselben schnell herumbewegt; denn in diesem Falle strömt das Wasser, je nach Umständen, langsamer, schneller oder eben so geschwind aus den Leitkurven aus, als wenn das Rad nicht vorhanden ist. Wenn die äusseren Oeffnungen am Rade sehr eng sind, im Vergleich mit den Oeffnungen des Leitkurven-Apparates, und wenn ferner das Rad nur eine mässige Geschwindigkeit hat, so ist klar, dass das Wasser nur mit kleiner Geschwindigkeit aus den Leitkurvenkanälen ausströmen kann. Denn sind z. B. die äusseren Oeffnungen des Rades zehnmal kleiner als jene der Leitkurvenkanäle, so wird das Wasser bei ersteren ungefähr zehnmal schneller ausströmen, als bei letzteren. Dreht sich aber das Rad nicht schnell, so ist die Ausflussgeschwindigkeit am äusseren Umfang des Rades nicht viel von derjenigen verschieden, die der Druckhöhe entspricht; die Geschwindigkeit, mit welcher also unter den angenommenen Verhältnissen der Oeffnungen der Kanäle das Wasser aus den Leitkurvenkanälen ausströmt, ist daher ungefähr zehnmal kleiner, als sie sein würde, wenn das Rad nicht vorhanden wäre.

Sind dagegen die äusseren Oeffnungen der Radkanäle gleich oder grösser als jene der Leitkurvenkanäle, und dreht sich das Rad sehr schnell um seine Axe, so wirkt das Rad dem Ausströmen des Wassers aus den Leitkurvenkanälen nicht nur nicht entgegen, sondern es begünstiget sogar durch die Centrifugalkraft, die aus der

schnellen drehenden Bewegung entsteht, das Ausströmen, und es kann unter diesen Umständen sogar der Fall eintreten, dass das Wasser mit grösserer Geschwindigkeit austritt, als wenn das Rad nicht vorhanden wäre.

Hieraus geht hervor, dass die Ausflussgeschwindigkeit des Wassers aus den Leitkurvenkanälen nicht nur von dem Gefälle, sondern auch von der Konstruktion und Geschwindigkeit des Rades abhängt. Dieses schnellere oder langsamere Ausströmen des Wassers kann aber nur dadurch hervorgebracht werden, dass der wechselseitige Druck zwischen den Wassertheilchen, in der Richtung ihrer Bewegung, in der ringförmigen Spalte am inneren Umfang des Rades mit der Konstruktion und Geschwindigkeit desselben veränderlich ist. Ist dieser Druck gleich dem Druck der Atmosphäre, so strömt das Wasser so aus, als wäre das Rad nicht vorhanden. Ist dieser Druck grösser oder kleiner als der atmosphärische, so strömt das Wasser im ersteren Falle langsamer, im letzteren Falle schneller aus, als wenn das Rad nicht vorhanden ist.

Aus diesen Erläuterungen geht hervor, dass man von einer Theorie über die Turbine nur dann mit der Erfahrung übereinstimmende Resultate erwarten darf, wenn dieselbe die Ausflussgeschwindigkeit des Wassers aus den Leitkurvenkanälen, so wie auch den zwischen den Wassertheilchen am inneren Umfang des Rades herrschenden Druck aus der Natur der Sache für alle möglichen Fälle bestimmen lehrt. Man würde sich sehr irren, wenn man glaubte, die wirkliche Ausflussgeschwindigkeit bestimmen zu können, indem man die der Druckhöhe entsprechende Geschwindigkeit mit einem gewissen Korrektions-Coeffizienten multipliziren würde, denn dieser Coeffizient ist je nach der Konstruktionsart und dem Bewegungszustand des Rades zu sehr veränderlich.

Bei *Fourneyron*'schen Turbinen ist derselbe 0·6 bis 1·2. Bei den *Cadiat*'schen Turbinen nur 0.1 bis 0.5. Bei den *Schottischen* Turbinen meistens noch kleiner. Da von der Ausflussgeschwindigkeit des Wassers die Höhe des Rades abhängt, so ist es insbesondere von grosser Wichtigkeit, sie für alle Umstände im Voraus richtig berechnen zu können, denn wenn das Rad zu niedrig gemacht wird, kann es nicht so viel Wasser durchfliessen lassen, als zur Hervorbringung eines gewissen Nutzeffektes nothwendig ist.

Ist das Rad zu hoch, so wird der Schützen nur zum Theil aufgezogen werden müssen, um die nothwendige Quantität Wasser in das Rad eintreten zu lassen, und dann füllt das Wasser die Radkanäle nicht aus und schlägt unregelmässig an den Wänden hin und her, wodurch der Effekt bedeutend geschwächt wird.

Bei dem Uebertritt des Wassers aus dem Leitkurven-Apparat in das Rad treten im Allgemeinen plötzliche Aenderungen in der Geschwindigkeit des Wassers ein, wie aus folgenden Betrachtungen erhellet. Man denke sich die wahre Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser aus den Leitkurvenkanälen austritt, in zwei Geschwindigkeiten zerlegt, von denen die eine mit der Richtung der Tangente, und die andere mit der Normale an das erste Element der Radkurve zusammenfällt. Nennen wir die erstere dieser Seitengeschwindigkeiten t, die letztere n. Die Geschwindigkeit n kann nun gleich, grösser oder kleiner sein als diejenige ist, mit welcher der Anfangspunkt der Radkurve nach der Richtung der Normale zurückweicht. Im ersteren Falle übt das Wasser gegen die Radkurven keinen Stoss aus, sondern strebt nur mit der Geschwindigkeit t nach der Richtung der Tangente an das erste Element der Radkurve in die Radkanäle einzutreten. Im zweiten Falle stösst das Wasser gegen die Radkurven, und im dritten Falle schlagen die Radkurven gegen die eintretenden Wasserstrahlen. Auch die Geschwindigkeit t kann unter gewissen Umständen beim Eintritt des Wassers in das Rad einen nachtheiligen Stoss verursachen, denn wenn z. B. die Radkanäle aussen viel enger sind als innen, und wenn der Schützen nur zum Theil aufgezogen ist, muss die Geschwindigkeit t grösser ausfallen, als jene, die das Wasser am Anfange der Radkanäle besitzt, das Wasser wird daher mit einer Geschwindigkeit t gegen das am Anfange der Radkanäle fliessende Wasser stossen. Alle diese Stösse bringen Unregelmässigkeiten in der Bewegung des Wassers hervor und vermindern den Nutzeffekt des Rades. Wenn daher eine Theorie auf Turbinen von jeder Konstruktionsart und für jede Geschwindigkeit des Rades anwendbar sein soll, so muss dieselbe den Einfluss dieser Störungen in Rechnung bringen. Die Bewegung des Wassers durch das Rad kann regelmässig oder unregelmässig erfolgen. Das letztere wird immer eintreten, wenn das Wasser die Radkanäle nicht ganz ausfüllt. Wenn die Summe der Querschnitte aller Radkanäle am äusseren Umfang des Rades viel grösser ist, als die Summe der Querschnitte aller Kanäle des Leitkurvenapparates (was bei der *Fourneyron*'schen Turbine immer der Fall ist, wenn der Schützen nur wenig aufgezogen ist) so wird das Wasser die Radkanäle nicht ausfüllen, daher unregelmässig durch das Rad sprühen und keine gute Wirkung hervorbringen können.

Eine zuverlässige Theorie der Turbine kann natürlich nur unter der Voraussetzung einer regelmässigen Bewegung des Wassers durch das Rad entwickelt werden; es wird daher bei der folgenden Untersuchung angenommen werden: dass das Wasser die Radkanäle

ganz ausfülle, und die unter dieser Voraussetzung gewonnenen Resultate können daher nur dann mit der Erfahrung übereinstimmende Werthe geben, wenn das Wasser eine zusammenhängende Masse bildet.

Betrachten wir nun die Bewegung des Wassers durch das Rad.

Durch den Druck, welcher am inneren Umfang des Rades zwischen den Wassertheilchen nach der Richtung ihrer Bewegung herrscht, wird das Wasser durch das Rad hinausgepresst, dagegen wirkt der am äusseren Umfang des Rades vorhandene Druck der Bewegung des Wassers entgegen. Wenn sich das Rad über dem Spiegel des Unterwassers befindet, reduzirt sich dieser äussere Druck auf den Druck der Atmosphäre. Wenn das Rad im Unterwasser eingetaucht ist, kommt zu dem atmosphärischen Druck noch der hydrostatische Druck, welcher der Tauchung des Rades entspricht, hinzu. Nennen wir der Kürze wegen den Druck am inneren Umfang des Rades $\mathfrak{i}$ und den Druck am äusseren Umfang $\mathfrak{a}$.

Ist $\mathfrak{i} = \mathfrak{a}$, so wird das Wasser blos durch die Centrifugalkraft während seiner Bewegung durch das Rad beschleunigt.

Ist $\mathfrak{i} > \mathfrak{a}$, so wird die Bewegung des Wassers theils durch die Centrifugalkraft, theils durch die Differenz $\mathfrak{i} - \mathfrak{a}$ der inneren und äusseren Pressungen beschleuniget. Ist endlich $\mathfrak{i} < \mathfrak{a}$, so wird die Bewegung des Wassers durch die Centrifugalkraft beschleuniget und durch die Differenz zwischen den äusseren und inneren Pressungen verzögert.

Diese inneren und äusseren Pressungen $\mathfrak{i}$ und $\mathfrak{a}$ sind für den Nutzeffekt, welchen eine Turbine entwickelt, weder vortheilhaft noch nachtheilig. Ist z. B. $\mathfrak{i}$ bedeutend grösser als der atmosphärische Druck, so strömt zwar das Wasser langsam in das Rad ein, d. h. es besitzt bei seinem Eintritt in das Rad keine grosse Wirkungsfähigkeit, diese letztere wird aber während der Bewegung durch das Rad durch den inneren Druck $\mathfrak{i}$ erhöht. Ist $\mathfrak{i}$ bedeutend kleiner als der atmosphärische Druck, so strömt das Wasser zwar schnell in das Rad ein, es besitzt also bei seinem Eintritt eine Wirkungsfähigkeit, die sogar grösser sein kann, als jene, welche der Druckhöhe entspricht, sie wird aber während der Bewegung des Wassers durch das Rad fortwährend durch die Differenz zwischen der äusseren und inneren Pressung geschwächt.

Ist endlich $\mathfrak{i} = \mathfrak{a}$, so wird das Wasser durch die inneren und äusseren Pressungen während seines Durchganges durch das Rad weder beschleuniget noch verzögert, sondern nur (in so ferne das Wasser die Radkanäle ausfüllt) an die Wände der Radkurven an-

gepresst, woraus zwei gleiche einander entgegengesetzt wirkende, sich mithin aufhebende, Pressungen entstehen.

Die Nutzwirkung entsteht aus der Differenz zwischen den Pressungen, die das Wasser gegen die concaven und gegen die convexen Flächen der Radkurven ausübt, während es durch das Rad strömt. Diese Pressungen entstehen: 1) aus der lebendigen Kraft, die das Wasser nach seinem Eintritt in das Rad besitzt; 2) aus den Pressungen, die am inneren und äusseren Umfang des Rades vorhanden sind; 3) aus der Centrifugalkraft. Vermöge der lebendigen Kraft, die das Wasser nach seinem Eintritt in das Rad besitzt, übt es nur gegen die concaven Seiten der Radkurven Pressungen aus. Durch die Pressungen am äusseren und inneren Umfange des Rades wird das Wasser sowohl gegen die concaven als auch gegen die convexen Seiten der Radkurven angedrückt. Ist $i = a$, so fällt der Druck gegen beide Wände eines jeden Radkanals gleich gross aus.

Ist $i > a$, so wird das Wasser beschleunigt, und der Druck auf die concave Fläche fällt grösser aus, als jener gegen die convexen Flächen der Radkurven.

Ist $i < a$, so wird das Wasser verzögert, und es tritt in Bezug auf die Pressungen das Gegentheil ein.

Durch die drehende Bewegung des Rades drücken die convexen Seiten der Radkurven gegen das in den Kanälen fliessende Wasser, und dadurch entsteht eine nachtheilige Reaktion auf das Rad. Diese nachtheilige Wirkung auf das Rad wird aber wiederum ganz oder zum Theil aufgehoben, indem durch den Druck der convexen Flächen der Radkurven gegen das Wasser das letztere beschleunigt wird, was zur Folge hat, dass es mit erhöhter Kraft gegen die concaven Seiten der Radkurven wirkt.

Die Centrifugalkraft, welche aus der Wirkung des Rades auf das Wasser entspringt, kann natürlich keine Nutzwirkung hervorbringen; weil im günstigsten Falle der daraus gegen die concaven Flächen der Radkurven entstehende Druck nur eben so gross sein kann, als der Druck der Radkurven gegen das Wasser, d. h. unter den günstigsten Umständen sind die aus der Bewegung des Rades entstehenden Pressungen gegen die concaven und convexen Seiten der Radkurven gleich gross.

Nach den allgemeinen Grundsätzen der Mechanik wird der Nutzeffekt der Turbine am grössten, wenn 1) das Wasser ohne Stoss in das Rad eintritt; 2) ohne Störung das Rad durchströmt, und 3) ohne Geschwindigkeit das Rad verlässt. Könnten diese Bedingungen vollkommen realisirt werden, so wäre der Nutzeffekt

genau gleich dem absoluten Effekt der Wasserkraft, d. h. gleich dem Produkte aus der Wassermenge in den Vertikalabstand der Wasserspiegel des oberen und unteren Kanales.

Es wird sich in der Folge zeigen, dass es bei der *Schottischen* Turbine selbst theoretisch unmöglich ist, jenen Bedingungen zu genügen, dass es ferner bei der *Fourneyron'*schen Turbine zwar theoretisch, nicht aber praktisch möglich ist, den Anforderungen zu entsprechen.

Annäherungstheorie der Fourneyron'schen Turbine. Keine Aufgabe, die sich auf eine Wirklichkeit bezieht, kann mit absoluter Genauigkeit gelöst werden, man muss sich jederzeit mit Annäherungen begnügen und es kann nur die Frage sein, welchen Genauigkeitsgrad man zu erreichen anstreben will. Die geringeren Genauigkeitsgrade werden durch empirische Regeln gewonnen. Höhere Grade werden erreicht, indem man sich auf feste Grundsätze stützt, aber alle das Wesen der Sache nicht treffenden störenden Einwirkungen unberücksichtigt lässt. Der höchste Grad kann erreicht werden, wenn es gelingt, nicht nur die das Wesen der Sache betreffenden Einwirkungen, sondern auch alle in der Wirklichkeit vorhandenen störenden Einflüsse zu berücksichtigen. Wir wollen nun zunächst die Aufgabe stellen, die Bedingungen ausfindig zu machen, bei deren Erfüllung eine Turbine die besten Effektleistungen hervorzubringen vermöchte, wenn alle die Bewegung und Wirkung des Wassers störenden Nebeneinflüsse nicht vorhanden wären, oder beseitiget werden könnten.

Wir setzen voraus:

1. Die Turbine befinde sich in einem Beharrungszustand der Bewegung, wobei sich ihr Zustand mit der Zeit in keinerlei Weise ändert.
2. Das Wasser gelange ohne alle Störung aus dem Zuflusskanal bis an die Mündungen des Einlaufrades, trete dann ohne Stoss in das Rad ein und durchströme seine Kanäle in so regelmässiger Weise, dass alle Wassertheilchen identische Bewegungen machen.
3. Das Wasser fülle die Kanäle des Leitrades wie des Turbinenrades vollkommen aus, so dass ein unregelmässiges Hin- und Herschlagen desselben zwischen den Wänden der Kanäle nicht statt finden kann.
4. Es finde an den Wandungen, längs welchen das Wasser hinfliesst, keine Reibung statt.

5. Die Radkurven und Leitkurven seien so schwach gekrümmt, dass das Wasser denselben folgen kann.
6. Die Anzahl der Leitkurven und Radkurven sei so gross, dass eine vollständig sichere Leitung aller einzelnen Wassertheilchen statt finden kann.
7. Die Leitschaufeln und Radschaufeln seien unendlich dünn, so dass sich das Wasser an den Kanten nicht stossen kann.
8. Der Schützen sei bis zur Höhe des Rades aufgezogen.

Diese Voraussetzungen haben eine zweifache Bedeutung. Sie vereinfachen die Lösung der vorliegenden Aufgabe, oder noch mehr, sie schieben alle die eigentlichen Schwierigkeiten, welche sich der Lösung entgegenstellen, bei Seite. Dann aber sprechen sie in ganz bestimmter Weise einige von den Bedingungen aus, welche schlechterdings erfüllt werden müssen, wenn eine vortheilhafte Kraftaufsammlung stattfinden soll, und geben in allerdings etwas unbestimmter Weise die Mittel an, wodurch man diesen Bedingungen entsprechen kann. In rein wissenschaftlicher Hinsicht ist es allerdings wünschenswerth, wenn die Theorie einer Maschine auch auf ganz fehlerhafte Anordnungen anwendbar ist; in praktischer Hinsicht darf man sich aber glücklich schätzen, wenn eine Theorie diejenigen Wahrheiten entwickelt, welche ohne Rechnung nicht erkannt werden können. Wir werden in der Folge versuchen, eine allgemeine und genaue Theorie der Turbinen aufzustellen, sind aber nicht der Meinung, dass damit in praktischer Hinsicht erhebliche Vortheile erzielt werden können, denn mancherlei Vorgänge, die bei der Bewegung und Wirkung des Wassers vorkommen, sind in dem Grade komplizirt, dass sie die grösste analytische Virtuosität nicht verfolgen kann, und wenn es auch möglich wäre, alle Vorgänge haarscharf analytisch auszudrücken, so würde dies dennoch für die Praxis von keinem erheblichen Werth sein, weil es doch nicht gelänge, die Mittel ausfindig zu machen und in Anwendung zu bringen, durch welche alle nachtheiligen Störungen gehoben werden könnten.

Für die in der folgenden Rechnung erscheinenden Grössen wählen wir die nachstehenden Bezeichnungen, Tafel XI., Fig. 5.

i die Anzahl der Leitkurven;

δ die Höhe der Schützenöffnung oder die Höhe der Leitkurvenkanäle, wenn der Schützen bis zu einem gewissen Punkt aufgezogen ist;

s der kleinste Abstand zweier unmittelbar auf einander folgenden Leitkurven. Dieser Abstand wird gefunden, wenn man von dem

Endpunkte c einer Leitkurve auf die unmittelbar folgende Leitkurve einen Perpendikel c f fällt. Die Länge c f dises Perpendikels ist $= s$;

$\Omega = i\,s\,\delta$ die Summe der Querschnitte aller Oeffnungen am Leitkurvenapparat;

α der Winkel, den die mittlere Richtung, nach welcher das Wasser aus den Leitkurvenkanälen austritt, mit dem inneren Umfang des Rades bildet. Um diesen Winkel zu finden, ziehe man in den Punkten c und f Tangenten an die Leitkurven, halbire den Winkel f m c, ziehe in dem Punkt k, in welchem die Halbirungslinie den inneren Umfang des Rades schneidet, eine Tangente k l, so ist $\widehat{l\,k\,m} = \alpha$;

U die Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser aus den Leitkurvenkanälen austritt;

R_2 der innere, R_1 der äussere } Halbmesser des Rades;

β der Winkel, unter welchem die Radkurven den inneren Umfang des Rades schneiden. Dieser Winkel wird gefunden, indem man in dem Durchschnittspunkt n einer Radkurve mit dem innern Umfang des Rades an diesen Umfang und an die Radkurven Tangenten zieht;

γ der Winkel, den die mittlere Richtung, nach welcher das Wasser aus dem Rade strömt, mit dem äusseren Umfang des Rades bildet. Dieser Winkel wird gefunden, indem man von dem Endpunkt w einer Radkurve auf die nächstfolgende den Perpendikel w x fällt, in den Punkten w und x an die Radkurven Tangenten zieht, den Winkel w y x halbirt und in dem Durchschnittspunkt der Halbirungslinie an den äusseren Umfang des Rades eine Tangente zieht;

$s_1 = w\,x$ der senkrechte Abstand zweier Radkurven am äusseren Umfang des Rades;

s_2 der senkrechte Abstand zweier unmittelbar aufeinander folgenden Radkurven am inneren Umfang des Rades;

δ_1 die Höhe der Radkanäle;

i_1 die Anzahl der Radkurven;

$\Omega_2 = i_1\,s_2\,\delta_1$ die Summe der Querschnitte der Radkanäle am inneren Umfang des Rades;

$\Omega_1 = i_1\,s_1\,\delta_1$ die Summe der Querschnitte der Radkanäle am äusseren Umfang des Rades;

k der Kontraktionscoeffizient für den Austritt des Wassers aus dem Leitkurvenapparat;

k_1 der Kontraktionscoeffizient für den Austritt des Wassers aus dem Rade;

v_2 v_1 die absoluten Geschwindigkeiten des inneren und äusseren Radumfanges;

u_2 u_1 die relativen Geschwindigkeiten des Wassers gegen die Radkurven, beim Eintritt und Austritt;

w die absolute Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser aus dem Rade tritt;

$\mathfrak{A}$ der Druck der Atmosphäre auf einen Quadratmeter;

$\mathfrak{Q}$ der Druck auf einen Quadratmeter bezogen, mit welchem sich die Wassertheilchen in der kreisförmigen Spalte am inneren Umfang des Rades nach der Richtung ihrer Bewegung pressen;

Q die Wassermenge in Kubikmetern, welche in jeder Sekunde auf die Turbine wirkt;

$\varrho = 1000$ Kilogramm das Gewicht von einem Kubikmeter Wasser;

$g = 9{\cdot}809^m$ die Endgeschwindigkeit nach der ersten Sekunde beim freien Fall der Körper;

E_n der Nutzeffekt des Rades in Kilgm.,

H das Gefälle. Wenn das Rad im Unterwasser nicht eintaucht, muss unter dem Gefälle die vertikale Höhe des Wasserspiegels im Zuleitungskanal über der Ebene verstanden werden, in welcher die Mittelpunkte der Oeffnungen der Radkanäle liegen. Ist hingegen das Rad im Unterwasser eingetaucht, so ist das Gefälle der Vertikalabstand der Wassserspiegel im obern und untern Kanal;

h die Tiefe der Tauchung des Rades, worunter wir die Tiefe der Ebene, in welcher die Mittelpunkte der Oeffnungen der Radkanäle liegen, unter dem Wasserspiegel im Abflusskanal verstehen wollen. Tafel X., Fig. 1.

Nach diesen Vorbereitungen wenden wir uns nun zur Entwicklung der Theorie.

Da wir voraussetzen, dass das Wasser die Kanäle des Einlaufrades und des Turbinenrades ganz ausfüllt, so sind Ω Ω_2 Ω_1 gleich den Querschnitten der Wasserkörper, und man hat daher:

$$Q = \Omega\, U\, k = \Omega_2\, u_2 = \Omega_1\, u_1\, k_1 \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Da wir die Reibungswiderstände und Störungen, die in der Bewegung des Wassers vorkommen, ganz vernachlässigen, erfolgt der Austritt des Wassers aus dem Einlaufrad wie aus einer unter Wasser befindlichen Oeffnung, deren Mittelpunkt in einer Tiefe

$\frac{\mathfrak{A}}{1000} + H + h$ unter dem oberen und in einer Tiefe $\frac{q}{1000}$ unter dem unteren Wasserspiegel sich befindet; man hat daher:

$$U = \sqrt{2\,g\left(\frac{\mathfrak{A}}{1000} + H + h - \frac{\mathfrak{Q}}{1000}\right)}$$

oder:

$$\frac{U^2}{2\,g} = \frac{(\mathfrak{A} - \mathfrak{Q})}{1000} + H + h \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Nennen wir v die relative Geschwindigkeit eines aus dem Einlaufrad austretenden Wassertheilchens gegen den inneren Umfang des Turbinenrades und n den Winkel dieser relativen Geschwindigkeit gegen den inneren Radumfang, so hat man zur Bestimmung dieser zwei Grössen folgende Gleichungen:

$$\left.\begin{array}{l} \frac{v}{U} = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} \\ \frac{v_2}{U} = \frac{\sin[\pi - (\alpha + \beta)]}{\sin n} = \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\sin n} \\ \text{Auch ist:} \quad v^2 = v_2^2 + U^2 - U\,v_2 \cos\alpha \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

Da wir nun verlangen, dass der Uebertritt des Wassers aus dem Einlaufrad in das Turbinenrad ohne Stoss erfolgen soll, so muss die relative Richtung des Wassers gegen das Rad mit der Richtung der Radschaufeln übereinstimmen, muss also $n = \beta$ sein und muss ferner die relative Geschwindigkeit v des austretenden Wassers gleich sein der relativen Geschwindigkeit u_2 des Wassers gegen die Radkurven. Wir erhalten also die Bedingungen, bei deren Erfüllung der Uebertritt des Wassers ohne Stoss erfolgt, wenn wir in den Ausdrücken (3) $v = u_2$ und $n = \beta$ setzen.

Diese Bedingungen sind also (siehe Tafel XI., Fig. 5, $\overline{AB} = U$, $\overline{AC} = v_2$, $\overline{AD} = u_2$):

$$\left.\begin{array}{l} \frac{u_2}{U} = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} \\ \frac{v_2}{U} = \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\sin\beta} \\ u_2^2 = v_2^2 + U^2 - 2\,v_2\,U\cos\alpha \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Eigentlich sind es nur zwei Bedingungsgleichungen, denn die letztere der Gleichungen (4) ist eine Folge der beiden ersteren.

Nun müssen wir die relative Geschwindigkeit u_1 des Wassers gegen die Schaufeln am äusseren Umfang des Rades bestimmen,

und hierzu bedienen wir uns eines Lehrsatzes aus der dynamischen Theorie der relativen Bewegung (Prinzipien der Mechanik Seite 129), welcher lautet: Wenn ein Punkt gezwungen ist, einem Kanal zu folgen, welcher sich um eine vertikale Axe dreht, so erfolgt die relative Bewegung des Punktes gegen den Kanal gerade so, wie wenn der Kanal keine Bewegung hätte, und auf den Punkt nebst den wirklich vorhandenen Kräften auch noch nach radialer Richtung auswärts eine Kraft einwirkte, die gleich ist der sogenannten Centrifugalkraft.

Nennen wir q das Gewicht eines Wasseratoms, ω die Winkelgeschwindigkeit der Turbine, x die Entfernung des Wasseratoms von der Turbinenaxe in einem bestimmten Moment der Zeit, während welcher das Atom durch das Rad geht, so ist (Prinzipien der Mechanik, Seite 122):

$$\frac{q}{g}\,\omega^2\,x$$

die Centrifugalkraft.

Die Arbeit, welche dieselbe entwickelt, während das Wasseratom von dem inneren Umfang des Rades bis an den äusseren gelangt, ist:

$$\int_{R_2}^{R_1} \frac{q}{g}\,\omega^2\,x\,d\,x = \frac{q\,\omega^2}{2\,g}\left(R_1^2 - R_2^2\right) = \frac{q}{2\,g}\left(v_1^2 - v_2^2\right) \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

denn es ist $v_1 = R_1\,\omega$, $v_2 = R_2\,\omega$. Da diese Rechnung für jedes das Rad durchströmende Wassertheilchen gilt, so haben wir in dem letzten Ausdruck nur $1000\,Q$ statt q zu setzen, um die Arbeit zu erhalten, welche die Centrifugalkraft auf die in jeder Sekunde durch das Rad strömende Wassermasse Q ausübt. Diese Arbeit ist demnach:

$$1000\,\frac{Q}{2\,g}\left(v_1^2 - v_2^2\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Am inneren Umfang des Rades herrscht eine Pressung $\mathfrak{Q}$, am äusseren Umfang wirkt ein Druck $\mathfrak{A} + 1000\,h$. Das Wasser wird demnach durch die Differenz dieser Pressungen herausgetrieben und wird dabei gleichzeitig durch die Centrifugalkraft beschleunigt, wir haben daher zu setzen:

$$\frac{1000\,Q}{2\,g}\left(u_1^2 - u_2^2\right) = 1000\,Q\left(\frac{\mathfrak{Q}}{1000} - \frac{\mathfrak{A}}{1000} - h\right) + 1000\,\frac{Q}{2\,g}\left(v_1^2 - v^2\right)$$

oder wenn man mit $\frac{1000\,Q}{2\,g}$ dividirt

$$u_1^2 - u_2^2 = 2\,g\left(\frac{\mathfrak{Q}}{1000} - \frac{\mathfrak{A}}{1000} - h\right) + \left(v_1^2 - v_2^2\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Es ist aber nicht zu vergessen, dass wir bei dieser Rechnung die Reibung des Wassers an den Kanalwänden und die mancherlei Verluste an lebendiger Kraft, die durch unregelmässige Durcheinander-Bewegungen der Wasseratome entstehen, vernachlässiget haben.

Die absolute Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser das Rad verlässt, ist die Resultirende aus der relativen Geschwindigkeit u_1 des Wassers gegen die äusseren Enden der Radschaufeln und aus der absoluten Umfangsgeschwindigkeit v_1 des Rades; man hat daher (Tafel XI., Fig. 5, $\overline{A_1 D_1} = u_1$, $\overline{A_1 C_1} = v_1$, $\overline{A_1 B_1} = w$):

$$w^2 = u_1^2 + v_1^2 - 2\, u_1\, v_1 \cos \gamma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Für die vortheilhafteste Wirkung des Wassers auf das Rad muss w verschwinden, was nur dann der Fall ist, wenn man hat:

$$\left.\begin{array}{l} u_1 = v_1 \\ \gamma = 0 \end{array}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Durch die Gesammtheit der gewonnenen Resultate werden die Bedingungen, bei deren Erfüllung eine vortheilhafte Wirkung des Wassers statt finden kann, analytisch ausgedrückt. Wir wollen diese Bedingungsgleichungen für die weitere analytische Umformung zusammenstellen, und jeder die Nummer beisetzen, welche dieselbe bei der Herleitung erhalten hat.

a. Die Bedingungen, dass das Wasser alle Kanäle ausfüllt, sind:

$$Q = \Omega\, U\, k = \Omega_2\, u_2 = \Omega_1\, u_1\, k_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

b. Der Austritt des Wassers aus dem Leitapparat gibt:

$$U^2 = 2\, g \left(\frac{\mathfrak{A} - \mathfrak{O}}{1000} + H + h \right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

c. Die Bedingungen, bei deren Erfüllung der Uebertritt des Wassers aus dem Einlauf- in das Turbinenrad ohne Stoss erfolgt, sind:

$$\left.\begin{array}{l} \dfrac{u_2}{U} = \dfrac{\sin \alpha}{\sin \beta} \\[2ex] \dfrac{v_2}{U} = \dfrac{\sin (\alpha + \beta)}{\sin \beta} \\[2ex] u_2^2 = v_2^2 + U^2 - 2\, v_2\, U \cos \alpha \end{array}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

d. Die Bewegung des Wassers durch das Rad unter dem Einfluss der Centrifugalkraft und dem Einfluss der an den Rad-

umfängen herrschenden Pressungen, wird durch folgende Gleichung ausgedrückt:

$$u_1^2 - u_2^2 = 2\,g\left(\frac{\mathfrak{Q}}{1000} - \frac{\mathfrak{A}}{1000} - h\right) + (v_1^2 - v_2^2 \quad \ldots \quad (7)$$

e. Damit der Austritt des Wassers aus dem Rade ohne Geschwindigkeit erfolgt, muss sein:

$$\left.\begin{array}{l} u_1 = v_1 \\ \gamma = o \end{array}\right\} \quad \ldots \quad (9)$$

Diese Gleichungen sprechen noch nicht; wir müssen sie weiter analytisch verarbeiten.

Durch Addition der Gleichungen (2) und (7) folgt:

$$U^2 + u_1^2 - u_2^2 = 2\,g\,H + v_1^2 - v_2^2$$

Berücksichtiget man die erste der Gleichungen (9) und führt für u_2^2 den Werth ein, den die dritte der Gleichungen (4) darbietet, so findet man:

$$o = 2\,g\,H - 2\,v_2\,U\cos\alpha$$

Setzt man für v_2 den Werth, der aus der zweiten der Gleichungen (4) folgt und sucht hierauf U, so findet man:

$$U = \sqrt{g\,H\,\frac{\sin\beta}{\cos\alpha\,\sin(\alpha+\beta)}} \quad \ldots \quad (10)$$

Führt man diesen Werth in die erste und zweite der Gleichungen (4) ein, so folgt:

$$v_2 = \sqrt{g\,H\,\frac{\sin(\alpha+\beta)}{\cos\alpha\,\sin\beta}} \quad \ldots \quad (11)$$

$$u_2 = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}\sqrt{g\,H\,\frac{\sin\beta}{\cos\alpha\,\sin(\alpha+\beta)}} \quad \ldots \quad (12)$$

Aus (2) und (10) folgt durch Elimination von U:

$$\frac{\mathfrak{Q}}{1000} = \frac{\mathfrak{A}}{1000} + h + H\left(1 - \frac{1}{2}\,\frac{\sin\beta}{\cos\alpha\,\sin(\alpha+\beta)}\right) \quad \ldots \quad (13)$$

Statt der Gleichungen (1) kann man schreiben:

$$Q = \Omega\,U\,k$$

$$\frac{\Omega_1\,k_1}{\Omega\,k} = \frac{U}{u_1} = \frac{U}{v_1}\,\frac{R_2}{R_1}$$

$$\frac{\Omega_2}{\Omega\,k} = \frac{U}{u_2}$$

oder wenn man für $\frac{U}{v_2}$ und $\frac{U}{u_2}$ die Werthe setzt, welche aus (4) folgen:

$$\left.\begin{aligned} Q &= \Omega\, U\, h \\ \frac{\Omega_1\, k_1}{\Omega\, k} &= \frac{R_2}{R_1}\, \frac{\sin\beta}{\sin(\alpha+\beta)} \\ \frac{\Omega_2}{\Omega\, k} &= \frac{\sin\beta}{\sin\alpha} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ (14)$$

Diese 7 Gleichungen enthalten 16 verschiedene Grössen; es bleiben also 9 derselben unbestimmt. Nun sind $g\ \mathfrak{A}\ h\ k\ k_1\ Q\ H$ gegebene Grössen, daher bleiben nur noch 2 unbestimmt, und für diese ist es am angemessensten, α und β zu wählen.

Wenn also die Grössen $g\ \mathfrak{A}\ h\ k\ k_1\ Q\ H$ gegeben sind und die Winkel α und β passend angenommen werden, so kann man vermittelst der Gleichungen (10) bis (14) diejenigen Werthe von $U\ v_2\ u_2\ \mathfrak{D}\ \Omega\ \Omega_1\ \Omega_2$ berechnen, welche dem absoluten Maximum des Effektes entsprechen würden, wenn keine Reibungen und auch keine Störungen in der Bewegung des Wassers vorkämen.

Die Winkel α und β sind nur innerhalb gewisser Grenzen willkürlich; sie müssen nämlich so gewählt werden, dass die Ausdrücke (10) bis (14) positive und endliche reelle Werthe geben. Dies ist der Fall, wenn $\alpha < 90$ und $\alpha + \beta < 180$ angenommen wird.

Würde $\alpha > 90$ und $\alpha + \beta > 180°$ genommen, so können zwar die Werthe von $U\ v_2\ u_2$ reell ausfallen, aber die zweite der Gleichungen (14) gibt dann für Ω_1 einen negativen Werth.

Wird $\alpha < 90,\ (\alpha + \beta) > 180$ angenommen, so wird v_2 und U imaginär und Ω_1 negativ.

Wird endlich $\alpha > 90,\ \alpha + \beta < 180°$ genommen, so wird v_2 und U imaginär und Ω_1 wird positiv unendlich.

Die verschiedenen Anordnungen, welche man erhält, wenn den Winkeln α und β innerhalb der Grenzen $\alpha < 90°,\ \alpha + \beta < 180$ alle möglichen Werthe ertheilt werden, lassen sich in drei Klassen eintheilen.

Die erste Klasse umfasst alle diejenigen Anordnungen, für welche

$$2\,\alpha + \beta < 180$$

ist. In diesem Falle wird:

$$U < \sqrt{2\,g\,H}$$

$$Q > A + 1000\,h$$

denn es ist:

$$\frac{\sin \beta}{\cos \alpha \sin (\alpha + \beta)} = 2 \frac{\sin \beta}{\sin (2 \alpha + \beta) + \sin \beta} < 2$$

Bei dieser Klasse von Turbinen strömt also das Wasser aus den Leitschaufeln mit einer Geschwindigkeit aus, die kleiner ist als diejenige, welche der Gefällshöhe entspricht, und die wechselseitige Pressung der Wassertheilchen am inneren Umfang des Rades fällt grösser aus, als der atmosphärische Druck.

Zur zweiten Klasse gehören diejenigen Turbinen, für welche $2 \alpha + \beta = 180^\circ$ ist. Dann wird wegen

$$\frac{\sin \beta}{\cos \alpha \sin (\alpha + \beta)} = 2 \frac{\sin \beta}{\sin (2 \alpha + \beta) + \sin \beta} = 2$$

$$U = \sqrt{2 g H}$$

$$\mathfrak{Q} = A + 1000 h$$

Bei dieser Klasse strömt demnach das Wasser mit einer Geschwindigkeit aus, die gleich ist derjenigen, welche dem Gefälle entspricht.

Die dritte Klasse ist endlich diejenige, für welche $2 \alpha + \beta > 180^\circ$ ist. Dann wird wegen

$$\frac{\sin \beta}{\cos \alpha \sin (\alpha + \beta)} = 2 \frac{\sin \beta}{\sin (\alpha + 2 \beta) + \sin \beta} > 2$$

$$U > \sqrt{2 g H}$$

$$\mathfrak{Q} < A + 1000 h$$

Das Wasser strömt also in diesem Falle mit einer Geschwindigkeit aus, die grösser ist als jene, welche dem Gefälle entspricht.

Wir werden in der Folge zeigen, dass nur die Turbinen der ersten Klasse praktisch gute Effekte zu geben vermögen, weil nur bei diesen gewissen Nebenbedingungen, die in unserer unvollkommenen Theorie nicht vorkommen, entsprochen werden kann.

Bestimmung der Abmessungen einer Fourneyron'schen Turbine. Die Bedingungen des absoluten Maximums des Effektes, welche bei der Aufstellung von Regeln für die Bestimmung der wesentlichen Abmessungen von Turbinen sorgfältig berücksichtiget werden müssen, lassen sehr viele Grössenverhältnisse ganz unbestimmt, woraus man berechtigt ist zu schliessen, dass diese nach der nun geprüften Theorie der willkürlichen Grössen keinen wesentlichen Einfluss auf

den Effekt haben können. Berücksichtiget man aber die Voraussetzungen, welche vor der Entwicklung der Theorie gemacht wurden, so wie auch die Abmessungen von den bereits bestehenden Turbinen, so ergeben sich für die Bestimmung aller Dimensionen ganz zuverlässige Regeln.

Die wesentlichsten Grössen, welche bei der Konstruktion einer Turbine bekannt sein müssen, sind:

a) Der innere Halbmesser des Rades.
b) Das Verhältniss zwischen dem inneren und äusseren Halbmesser des Rades.
c) Die Winkel $\alpha\ \beta\ \gamma$, welche sich nach den Winkeln richten, unter welchen die Radkurven und Leitkurven die Radumfänge durchschneiden.
d) Die Anzahl der Radkurven und die Anzahl der Leitkurven.
e) Die äussere Weite der Radkanäle.
f) Die Höhe des Rades.
g) Die Krümmungen der Radkurven und der Leitkurven.
h) Die vortheilhafteste Geschwindigkeit des Rades.

Wir müssen uns nun mit der Aufstellung von naturgemässen Regeln für die Bestimmung dieser Grössen beschäftigen.

Der innere Halbmesser. Nach dem inneren Halbmesser des Rades richtet sich der Querschnitt des Cylinders, durch welchen das Wasser zu den Leitschaufeln niederströmt. Wenn der Querschnitt dieses Cylinders zu klein gemacht wird, muss das Wasser mit grosser Geschwindigkeit gegen den Teller, an dessen Umfang die Leitkurven angebracht sind, niederströmen, und dann horizontal gegen die Leitkurven hingelenkt werden. Hierdurch entstehen aber sehr leicht sehr nachtheilige Störungen in der Bewegung des Wassers. Würde der Querschnitt jenes Cylinders sogar kleiner gemacht, als die Summe Ω der Austrittsöffnungen aus dem Leitkurvenapparat, so würde das Wasser nicht einmal als eine ungetheilte Masse niederfliessen, sondern in einzelnen getrennten Parthieen niederstürzen und durch den Stoss gegen die Tellerfläche den grössten Theil seiner Wirkungsfähigkeit verlieren. Hieraus geht hervor, dass nur dann ein regelmässiges Niederfliessen des Wassers zu den Leitkurvenkanälen eintreten kann, wenn der Halbmesser des Rades nicht zu klein gemacht wird im Verhältniss zu der Wassermenge, welche auf die Turbine wirken soll. Es ist aber auch leicht einzusehen, dass man zu ganz unpassenden Verhältnissen der Maschine geführt würde, wenn man den inneren Halbmesser des Rades gar zu gross machte. Das Rad würde nämlich in diesem Falle sehr niedrig

werden, und die Anzahl der Leitkurven und Radkurven sehr gross. Aus diesen Erwägungen geht also hervor, dass der innere Halbmesser des Rades eine der Wassermenge angemessene Grösse erhalten muss.

Berücksichtiget man nur allein die Bewegung des Wassers bis zu seinem Eintritt in die Leitkurvenkanäle, so scheint es eine naturgemässe Annahme zu sein, den inneren Horizontalquerschnitt $R_1^2 \pi$ des Rades der Wassermenge Q proportional zu machen, in welchem Falle das Wasser bei allen Turbinen in constanter Geschwindigkeit niederströmen würde.

Berücksichtiget man nur allein die Konstruktionsverhältnisse des Leitkurvenapparates, so könnte man, wie *Fourneyron* in seiner ersten Abhandlung über die Turbine gethan hat, den Grundsatz aufstellen, dass zwischen den Querschnitten $R^2 \pi$ und Ω ein bestimmtes constantes Verhältniss beobachtet werden müsste.

Versucht man diese Grundsätze bei sehr verschiedenen Gefällen in Anwendung zu bringen, so überzeugt man sich leicht, dass keiner von beiden zu einer allgemein anwendbaren Regel führt, dass jedoch der erstere dem letzteren weit vorzuziehen ist, indem dieser bei höheren Gefällen zu ganz unbrauchbaren Dimensionen für das Rad führt; und in der That, *Fourneyron* musste bei der Turbine von St. Blasien seinen vor dem Bau dieser Maschine aufgestellten Grundsatz verlassen, weil er durch denselben zu einem Rade von der Grösse einer Tabatiere geführt worden wäre. Dass aber der erstere höchst einfache Grundsatz, nach welchem $\frac{Q}{R_1^2 \pi}$ einen constanten Werth erhält, mit den wirklichen Abmessungen von Turbinen in Uebereinstimmung ist, wird durch folgende Tabelle bewiesen.

Nr.	Ort der Aufstellung der Turbine.	$\frac{Q}{R_1^2 \pi}$
4.	St. Blasien	0·88
3.	Thüringen	1·40
9.	Mühlbach	0·77
6.	St. Maur	1·40
7.	Ettlingen	1·32
8.	Neapel	1·18
5.	Augsburg	0·92
11.	Lörrach	1·01
	Mittel	1·11

Die Differenzen in den Werthen von $\frac{Q}{R_1^2 \pi}$ sind hier gewiss von der Art, dass man sie theils den unzuverlässigen Angaben über die

Wassermenge, theils dem Mangel einer festen Regel, die bei der Bestimmung von R_2 hätte leiten sollen, zuschreiben kann.

Bedienen wir uns des mittleren Werthes der Tabelle, so erhalten wir:

$$\frac{Q}{R_2^2 \pi} = 1{\cdot}11$$

und hieraus folgt:

$$R_2 = 0{\cdot}538 \sqrt{Q} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Diese Regel empfiehlt sich insbesondere durch den Umstand, dass die Konstruktionsverhältnisse der Turbine, so wie auch die Grösse des Gefälles gar nicht bekannt sein müssen, um den inneren Halbmesser der Turbine zu bestimmen. Nach dieser Regel erhalten demnach alle Turbinen, die für gleich grosse Wasserquantitäten zu konstruiren sind, gleich grosse innere Halbmesser.

Man könnte, um für das Rad passende Verhältnisse zu erhalten, von dem Grundsatz ausgehen, dass $\frac{R_2}{\delta}$ und $\frac{\delta}{s}$ constante Verhältnisse sein sollten, wodurch man zur Bestimmung von R_2 zu folgender Formel geführt wird:

$$R_2 = 0{\cdot}72 \sqrt{\frac{Q}{U \sin \alpha}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

in welcher der Coeffizient 0·72 empirisch bestimmt worden ist. Diese Formel gibt aber für hohe Gefälle zu kleine Dimensionen, wenn man nicht den Winkel α sehr klein annimmt, was nach den folgenden Erläuterungen nicht geschehen soll. Da aber überhaupt die Turbine von *Fourneyron* für ganz grosse Gefälle nicht passend ist, sondern nur für mittlere und kleinere Gefälle, für welche U und α nicht viel veränderlich sind, so kann man für die Praxis $\sqrt{U \sin \alpha}$ nahe als eine constante Grösse ansehen, und dann stimmt die letzte Formel mit (1) überein, woraus hervorgeht, dass durch die Regel (1), sowohl für eine gute Zuleitung des Wassers, als auch für passende Konstruktionsverhältnisse des Zuleitungsapparates gesorgt ist.

Wahl der Winkel α und β. Es ist schon früher erläutert worden, dass diese Winkel innerhalb gewisser Grenzen willkürlich gewählt werden können. Diese Grenzen, welche nach der Theorie sehr weit von einander entfernt liegen, rücken hinsichtlich α sehr nahe an einander, wenn man kleine, aber nicht unwesentliche Nebenrücksichten beachtet. Wird nämlich α sehr klein angenommen, so entstehen daraus zwei wesentliche Nachtheile. 1) Wird dadurch der

schädliche Raum verhältnissmässig sehr gross, 2) werden dann die Leitkurvenkanäle sehr eng im Vergleich mit der Dicke der Leitkurven. Nimmt man α ziemlich gross, z. B. 45° an, so werden die Leitkurvenkanäle nach aussen zu divergirend, wodurch wiederum die schädlichen Räume gross ausfallen, und die Höhe des Rades wird so niedrig, dass man gezwungen wäre, sehr viele Leitkurven anzuwenden, um für die Querschnittsdimension der Kanäle zweckmässige Abmessungen zu erhalten. Versucht man für verschiedene Annahmen die Konstruktion zu verzeichnen, so überzeugt man sich bald, dass nur dann gute Verhältnisse zu Stande kommen, wenn der Winkel, unter welchem eine Leitkurve den inneren Umfang des Schützens schneidet, nahe 25° beträgt, in welchem Falle die mittlere Richtung, nach welcher das Wasser aus den Leitkurven austritt, ungefähr einen Winkel $\alpha = 30°$ mit dem innern Umfang des Rades bildet. Zu dieser Regel ist auch *Fourneyron* allmählig geführt worden, wie seine in neuerer Zeit erbauten Turbinen beweisen.

Der Winkel β ist $= 90°$ zu nehmen, wenn man sich an die Regel halten will, welche *Fourneyron* bei allen seinen Turbinen bis jetzt beobachtet hat. Ich bin jedoch der Ansicht, dass es zweckmässiger ist, β kleiner als 90°, und z. B. nur 60° zu nehmen, weil man in diesem Falle, mit einer mässig breiten Radkrone, Radkurven von schwacher Krümmung erhält.

Das Verhältniß $\frac{R_1}{R_2}$ richtet sich theils nach dem Winkel β, theils nach dem inneren Halbmesser R_2. Da die Radkurven den äusseren Umfang des Rades unter einem kleinen Winkel schneiden, so bestimmt β ungefähr den Winkel, um welchen die Wassertheilchen während ihres Durchganges durch das Rad in der Richtung ihrer Bewegung abgelenkt werden. Ist β klein, so ist die Ablenkung unbedeutend, ist β gross, so ist es auch die Ablenkung. Da aber, um alle Unregelmässigkeiten in der Bewegung des Wassers zu vermeiden, die Ablenkung nur allmählig geschehen darf, so wird eine um so längere Radkurve nothwendig sein, je grösser β ist, und da sich überdies die Radkurven um so mehr von dem inneren Umfang des Rades entfernen, je grösser β wird, so ist klar, dass die Breite $R_1 - R_2$ der Radkrone und mithin auch das Verhältniss $\frac{R_1}{R_2}$ mit β gleichzeitig wachsend angenommen werden muss.

Es ist ferner auch leicht einzusehen, dass das Verhältniss $\frac{R_1}{R_2}$ bei einem grossen Rade kleiner angenommen werden darf, als bei einem kleinen Rade, weil es sich überhaupt nur darum handelt, die

Krümmung dsr Radkurve nicht zu stark zu machen. Da sich aus der Natur der Sache wohl kaum ein strenger, scharf ausgesprochener Grundsatz für die Bestimmung von $\frac{R_1}{R_2}$ angeben lässt, so ist es am zweckmässigsten, eine empirische Regel anzugeben, welche mit den Dimensionen von ausgeführten Turbinen möglichst nahe übereinstimmt, was bei folgender Formel ziemlich nahe der Fall ist:

$$\frac{R_1}{R_2} = 1 + 0{\cdot}0015 \frac{\beta}{\sqrt[3]{R_2}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (3)$$

wobei β in Graden und R_2 in Metres auszudrücken ist. Diese Formel gibt zwar für $\beta = 90°$ und für kleine Werthe von R_2 einen zu grossen Werth für $\frac{R_1}{R_2}$, allein da es überhaupt nicht zweckmässig ist, kleine Turbinen mit Leitschaufeln zu bauen, so genügt die Formel (3) für die praktisch zweckmässigen Fälle.

Für $\beta = 90°$ wird:

$$\frac{R_1}{R_2} = 1 + \frac{4{\cdot}405}{\sqrt[3]{R_2}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

Für $\beta = 60°$ wird:

$$\frac{R_1}{R_2} = 1 + \frac{0{\cdot}27}{\sqrt[3]{R_2}}, \quad \ldots \ldots \ldots \quad (5)$$

Bei den von *Fourneyron* konstruirten Turbinen ist gewöhnlich $\frac{R_1}{R_2} = 1{\cdot}38$ bis $1{\cdot}5$.

Anzahl der Leitschaufeln. Je mehr Leitkurven vorhanden sind, desto sicherer wird das Wasser durch die Kanäle geleitet, desto öfter wiederholt sich aber auch die Störung, welche die Kanten jeder Kurve in der Bewegung des Wassers verursachen, woraus hervorgeht, dass die Anzahl der Leitkurven innerhalb gewisser Grenzen gehalten werden muss. Die Leitungsfähigkeit eines Leitkurvenkanales richtet sich theils nach dem Verhältniss $\frac{\delta_1}{s}$ zwischen der grössten Höhe der Schützenöffnung und der äusseren Weite der Kanäle, theils nach der absoluten Grösse von s. Je grösser das Verhältniss $\frac{\delta_1}{s}$ und je kleiner gleichzeitig der absolute Werth von s ist, desto sicherer vermag ein Kanal das Wasser zu leiten. Wenn s einen gewissen Werth überschreitet, so kann der Kanal das Wasser nicht mehr leiten, wie auch das Verhältniss $\frac{\delta_1}{s}$ sein mag; das

Wasser folgt dann nur den concaven Seiten der Leitkurven, und verlässt die convexen Seiten, füllt also den Kanal nicht mehr ganz aus, und der mittlere Winkel α, nach welchem das Wasser austritt, fällt grösser aus, als in dem Falle, wenn die Kanäle ganz gefüllt durchströmt werden. Unter solchen Umständen müssen nothwendig sehr nachtheilige Unregelmässigkeiten in der Zuleitung des Wassers entstehen, die bei einer guten Konstruktion der Maschine nicht zulässig sind.

Damit nun der Werth von s nie zu gross ausfällt, muss nothwendig das Verhältniss $\frac{\delta_1}{s}$ für grosse Räder grösser genommen werden, als für kleine; und dies ist um so viel mehr richtig, als bei grossen Rädern meistens eine oder mehrere Zwischenkronen angebracht werden, und man also dafür sorgen muss, dass das Verhältniss zwischen den kleineren Höhen der Schützenöffnungen und der Weite s der Zuleitungskanäle nicht zu klein ausfällt.

Diese Ansicht wird zwar durch die Thatsachen nicht bestätigt, aber auch nicht widerlegt, weil sich bei diesen Rädern hinsichtlich des Verhältnisses $\frac{\delta_1}{s}$ keine bestimmte Regel ausspricht. Es scheint, *Fourneyron* hat es sich zur Regel gemacht, 24 bis 30 Leitkurven und 30 bis 36 Radkurven zu nehmen, und in jedem einzelnen Falle nach dem praktischen Gefühle die passende Zahl innerhalb dieser Grenzen auszuwählen. Bei der Mehrzahl seiner Turbinen liegt das Verhältniss $\frac{\delta_1}{s}$ zwischen 3 und 4·5. Mit Berücksichtigung der oben entwickelten Grundsätze und der Dimensionen von ausgeführten Turbinen ist folgende empirische Formel entstanden:

$$\frac{d_1}{s} = 2\,(1 + R_1) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Es liesse sich nun allerdings berechnen, wie gross die Anzahl der Leitkurven genommen werden müsste, damit die Verhältnisse der Querschnittsdimensionen der Kanäle mit (6) genau übereinstimmen, allein die Formel fällt so complizirt aus, dass es zweckmässiger ist, zu diesem Endzwecke ein empirisches Verfahren zu befolgen, welches darin bestehen kann, dass man vorläufig 24 bis 30 Radkurven annimmt, den Leitkurvenapparat vollständig verzeichnet, und dann nachsieht, ob das Verhältniss $\frac{\delta_1}{s}$ mit jenem übereinstimmt, welches die Formel (6) angibt. Zeigt sich keine solche Uebereinstimmung, so ist es dann eine leichte Sache, die

Anzahl der Schaufeln so weit zu vermehren oder zu vermindern, dass der Regel (6) Genüge geleistet wird; eine scharfe Uebereinstimmung ist übrigens durchaus nicht nothwendig, und man darf sich schon erlauben, um eine für die Theilung bequeme Zahl zu erhalten, einige Schaufeln mehr oder weniger zu machen.

Anzahl der Radschaufeln. Was von der Leitungsfähigkeit der Leitkurvenkanäle im Allgemeinen gesagt worden ist, gilt auch von den Kanälen des Rades. Da wir bei der Konstruktion des Rades den allgemeinen Fall im Auge haben, dass der Winkel β innerhalb gewisser Grenzen beliebig angenommen werden kann, so müssen wir bei der Aufstellung einer Regel für die Bestimmung der Anzahl der Radkurven den Einfluss von β berücksichtigen. Da sich die innere Weite s_1 der Radkanäle mit β in gleichem Sinne ändert, und unter sonst gleichen Umständen der Werth von $\frac{\delta_1}{s_1}$ zunimmt, wenn β abnimmt, und umgekehrt, so ist klar, dass die Anzahl der Radkurven, welche erforderlich ist, um passende Verhältnisse für die Querschnittsdimensionen der Kanäle zu erhalten, für kleinere Werthe von β ebenfalls kleiner sein kann, als für grössere Werthe dieses Winkels. Um sowohl den Einfluss von β, als auch den Grundsatz zu berücksichtigen, dass bei grösseren Rädern, unter sonst gleichen Umständen, etwas mehr Radkurven genommen werden sollen, als bei kleinen, scheint es zweckmässig zu sein, den Werth von i_1 durch folgende empirische Formel zu bestimmen:

$$i_1 = 1{\cdot}2 \; i \sin \beta \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Aeussere Weite der Radkanäle. Diese wichtige Dimension wird vermittelst der zweiten der Gleichungen (14), Seite 174, berechnet, und lässt sich auf folgende Art sehr genau in die Zeichnung des Rades auftragen. Man verzeichnet zuerst zwei unmittelbar aufeinander folgende Radkurven, Tafel XI., Fig. 5, und setzt eine derselben bis zum Durchschnitt mit der andern fort. Hierauf zieht man in einem Abstande $u\,v = s_1$ zu $r\,q\,n$ einen concentrischen Kreisbogen, welcher die nächstfolgende durch w gehende Radkurve in w durchschneidet. Dieser Punkt w ist der Endpunkt der Radkurve. Man macht hierauf alle Radkurven eben so lang, so erhalten alle Kanäle aussen die verlangte Weite s_1.

Höhe des Rades Durch sämmtliche Regeln, welche bis hierher aufgestellt worden sind, wird der Horizontaldurchschnitt des Rades bestimmt, ist dieser verzeichnet, so kennt man alle Horizontal-

Abmessungen des Rades. Um nun die Höhe des Rades zu bestimmen, muss das grösste Wasserquantum Q bekannt sein, welches man bei ganz aufgezogenem Schützen auf das Rad wirken lassen will; dann erhält man zur Bestimmung der Höhe δ_1 des Rades oder der höchsten Schützenöffnung folgende Gleichung:

$$\delta_1 = \frac{Q}{t\, s\, k\, U} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (8)$$

s und i erhält man aus der Zeichnung, k muss nach der Form des Leitkurvenkanals passend gewählt werden (in der Regel darf $k = 0{\cdot}9$ bis $1{\cdot}0$ gesetzt werden), und zur Bestimmung von U dient die Gleichung (10), Seite 173.

Ist die Wassermenge veränderlich, aber im Allgemeinen bedeutend, so muss man das Rad mit einer oder mit zwei Zwischenkronen versehen, deren Entfernung nun wiederum nach den verschiedenen Wasserquantitäten, die auf das Rad wirken sollen, bestimmt werden muss. Nennt man: $\Delta\; \Delta_1\; \Delta_2 \ldots$ die Entfernungen der einzelnen Kronen von der untern Hauptkrone; und $q\; q_1\; q_2 \ldots.$ die Wasserquantitäten, die auf das Rad wirken sollen, wenn die Höhe der Schützenöffnung $\Delta\; \Delta_1\; \Delta_2 \ldots$ ist, so hat man:

$$\frac{Q}{\delta_1} = \frac{q_1}{\Delta} = \frac{q_1}{\Delta_1} = \frac{q_2}{\Delta_2}$$

demnach:

$$\Delta = \delta_1 \frac{q}{Q} \quad \Delta_1 = \delta_1 \frac{q_1}{Q} \quad \Delta_2 = \delta_2 \frac{q_2}{Q}$$

Da die Herstellung einer Zwischenkrone sehr viele Arbeit und Kosten verursacht, so wird man deren nie mehr als zwei anbringen, in welchem Falle also das Rad drei übereinander liegende Kanalsysteme erhält. Auch wird man nur in dem Falle zwei Zwischenkronen wählen, wenn sehr veränderliche und bedeutend grosse Wasserquantitäten zu verschiedener Zeit auf das Rad wirken sollen, oder wenn einige Wahrscheinlichkeit vorhanden ist, dass man in Folge der Zeit eine bedeutend grössere Betriebskraft nothwendig haben werde, als zur Zeit der Aufstellung der Maschine.

Vortheilhafteste Geschwindigkeit. Für die Anlage der Transmission ist es nothwendig, die Geschwindigkeit zu kennen, mit welcher sich die Turbine in ihrem Beharrungszustand der Bewegung umdrehen muss, um einen guten Effekt zu entwickeln. Hierzu dient die Gleichung (11) Seite 173. Hat man vermittelst dieser Gleichung

v_2 berechnet, so erhält man die entsprechende Anzahl Umdrehungen des Rades durch folgende Formel:

$$n = 9{\cdot}548 \frac{v_2}{R_2} = 9{\cdot}548 \frac{v_1}{R_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (9)$$

Hiermit sind also die wichtigsten Elemente für die Konstruktion einer Turbine nach dem System von *Fourneyron* bekannt.

Praktische Anleitung zur Verzeichnung der Fourneyron'schen Turbine. Man bestimme zuerst die Wassermenge, welche in jeder Sekunde auf das Rad wirken soll, wenn dieses Datum nicht unmittelbar gegeben sein sollte. Nennt man N den Nutzeffekt, in Pferdekräften à 75^{Klgm} ausgedrückt, welchen die Turbine entwickeln soll, und nimmt man an, dass derselbe 0·75 von dem absoluten Effekt der Wasserkraft betrage, so hat man zur Bestimmung der Wassermenge Q in Kubikmetern ausgedrückt folgende Formel:

$$Q = 0{\cdot}107 \frac{N}{H} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Nun berechne man den innern Halbmesser R_2 des Rades vermittelst der Formel

$$R_2 = 0{\cdot}538 \sqrt{Q} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

und verzeichne mit demselben den innern Umfang Tafel XI., Fig. 5 des Rades. Da bei der Turbine von *Fourneyron* kein merklicher Wasserverlust am innern Umfange des Rades zu befürchten ist, so könnte man zwar den Zwischenraum zwischen dem innern Umfang des Rades und dem äussern Umfang des Schützens ziemlich gross annehmen, allein es ist sowohl wegen der Leitung des Wassers, als auch um die schädlichen Räume möglichst zu vermindern, gut, diesen Zwischenraum so wie auch die Dicke des Schützencylinders möglichst klein zu machen. Bei kleinen Turbinen können diese Theile abgedreht werden, und dann kann man die Spalte $0{\cdot}001^m$ bis $0{\cdot}002^m$ annehmen, bei grossen Turbinen muss man sie aber doch wenigstens $0{\cdot}005^m$ machen. Wird der Schützenmantel von Gusseisen gemacht, so muss er für kleine Turbinen wenigstens $0{\cdot}01^m$, für grössere $0{\cdot}015^m$ Dicke erhalten; der obere Theil dieses Cylinders, welcher sich bei der tiefsten Stellung desselben über dem Rade befindet, kann aber, um dem Ganzen mehr Steifheit zu geben, dicker gemacht werden. Hat man die Kreise verzeichnet, welche den Durchschnitt des Schützens darstellen, so muss man den Winkel angeben, unter welchem die Leitkurven den innern Kreis des Schützens schneiden sollen. Dieser Winkel in Graden ausgedrückt ist:

$$\widehat{b\,c\,d} = 25^\circ - H^\circ$$

Für grössere Gefälle ist es nämlich gut, diesen Winkel kleiner zu nehmen, als für kleinere Gefälle, damit die Höhe des Rades eine passende Grösse erhält.

Nun nehme man provisorisch bei kleineren Turbinen 24, bei grösseren Turbinen 30 Leitkurven an, theile den inneren Umfang des Schützen in eben so viele gleiche Theile, konstruire an einem dieser Theilungspunkte, z. B. c, den Winkel b c d, errichte auf c b in c einen Perpendikel c e, trage auf denselben eine Länge $= \frac{1}{3} R_1$ auf, und beschreibe mit derselben aus e als Mittelpunkt einen durch c gehenden Kreisbogen gegen den Mittelpunkt des Rades hin, welcher somit die konkave Seite der durch c gehenden Leitkurve ist. Um auch die konvexe Seite derselben zu verzeichnen, trage man die Blechdicke (welche nur $0 \cdot 003^m$ bis $0 \cdot 004^m$ betragen soll) auf und beschreibe aus e einen koncentrischen Kreis. Um die übrigen Leitkurven zu verzeichnen, bestimme man die Mittelpunkte derselben, indem man durch e aus O als Mittelpunkt einen Kreis beschreibt, und in denselben mit einer Zirkelöffnung $= \frac{1}{3} R_1$ aus den einzelnen Theilungspunkten im innern Umkreise des Schützens einschneidet. Was nun weiter zu thun ist, um die Verzeichnung der Leitkurven zu vollenden, bedarf keiner weitern Erklärung. Bei der Turbine Fig. 5 ist die halbe Anzahl der Leitkurven bis an die Röhre, und die andere halbe Anzahl bis auf eine Entfernung $\frac{2}{3} R_1$ von O festgesetzt. *Fourneyron* wählte in der letzten Zeit stets diese Anordnung, welche den Vortheil gewährt, dass wenigstens die ganz hereingehenden Kurven sehr sorgfältig befestigt werden können. Ist nun der Leitkurvenapparat verzeichnet, so bestimme man die Grössen s und α, was auf folgende Weise geschieht.

Man verbinde den Punkt c mit dem Mittelpunkt e_1 der durch c_1 gehenden Leitkurve, und messe mit aller Genauigkeit den Abstand $c f = s$. Ferner ziehe man durch die Punkte c und f an die durch c und c_1 gehenden Kurven Tangenten, verlängere dieselben bis zu ihrem Durchschnitt in m, halbire den Winkel f m c durch die Linie m k h und ziehe an den inneren Umfang des Rades in dem Punkte k, wo derselbe von der Halbirungslinie m h geschnitten wird, eine Tangente, so ist: $\widehat{l k g} = \alpha$. Um diesen Winkel in Graden ausgedrückt zu erhalten, kann man sich eines Transporteurs bedienen. Die so gemessenen Werthe von s und α bemerke man sich vorläufig. Um die Höhe der Schützenöffnung zu bestimmen, welche der Wassermenge Q entspricht, und die mit der Höhe des Rades übereinstimmt, muss man noch den Winkel β angeben. *Fourneyron* hat bei den von ihm erbauten Turbinen jederzeit $\beta = 90°$ genommen. Ich bin jedoch der Meinung, dass es zweckmässiger ist, β kleiner

als 90°, und z. B. wie es bei der Turbine Fig. 5 der Fall ist, 60° zu nehmen, weil man dann die Radkronen nicht so breit zu machen braucht, als wenn $\beta = 90°$ genommen wird, um schwach gekrümmte Rabkurven zu erhalten. Hat man sich über die Wahl von β entschieden, so berechne man die Austrittsgeschwindigkeit des Wassers durch folgende Formel:

Für irgend einen Werth von β ist:

$$U = \sqrt{g\,H\,\frac{\sin\beta}{\cos\alpha\sin(\alpha+\beta)}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

wenn $\beta = 90°$ genommen wird, ist:

$$U = \frac{\sqrt{g\,H}}{\cos\alpha} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

und dann hat man zur Bestimmung von δ die Gleichung

$$\delta = \frac{Q}{i\,s\,k\,U} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

in welcher für i die provisorisch angenommene Anzahl Leitkurven, für s die Entfernung $c\,f$, in Metern ausgedrückt, für Q die Wassermenge, welche per 1'' auf das Rad wirken soll, in Kubikmetern, für U der unmittelbar vorher gefundene Werth, endlich für k, 1 oder 0·9 zu setzen ist, je nachdem der Winkel α sich mehr dem Werthe 25° oder mehr dem Werthe 15° nähert. Ist δ berechnet, so sehe man nach, wie oftmals s in δ enthalten ist, d. h. wie gross der Werth von $\frac{\delta}{s}$ ist. Ist dieses Verhältniss $= 2(1 + R_2)$ oder nicht viel davon verschieden, so kann die angenommene Anzahl Leitkurven, so wie überhaupt die ganze Verzeichnung des Apparates beibehalten werden, was in der Regel der Fall sein wird. Ist die Differenz zwischen den Werthen von $\frac{\delta}{s}$ und von $2(1 + R_2)$ grösser als 0·5, so ist es besser, die provisorisch angenommene Anzahl i Kurven und den daraus durch Verzeichnung aufgefundenen Werth von s nicht beizubehalten. Um dann in diesem Falle die richtige Anzahl Leitkurven zu erhalten, berechne man den Werth des Ausdruckes: $i\,\frac{2(1 + R_2)}{\left(\frac{\delta}{s}\right)}$ und nehme die nächste ganze, für die Theilung bequeme Zahl. Mit dieser richtigen Anzahl wiederhole man die Konstruktion des Leitkurvensystems von neuem.

Die Anzahl der Radkurven findet man durch Multiplikation

der richtigen Anzahl Leitkurven mit $1\cdot2 \sin \beta$. Zur Berechnung des Verhältnisses $\frac{R_1}{R_2}$ zwischen dem äusseren und inneren Halbmesser des Rades dient die Formel:

$$\frac{R_1}{R_2} = 1 + \frac{0\cdot0045\,\beta}{\sqrt[3]{R_2}} \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (6)$$

wobei der Winkel β in Graden ausgedrückt zu nehmen ist.

Für $\beta = 90^\circ$ ist die Anzahl der Radkurven gleich 1·2mal der Anzahl der Leitkurven und

$$\frac{R_1}{R_2} = 1 + \frac{0\cdot405}{\sqrt[3]{R_2}}$$

Für $\beta = 60^\circ$ ist die Anzahl der Radkurven gleich der Anzahl der Leitkurven und

$$\frac{R_1}{R_2} = 1 + \frac{0\cdot27}{\sqrt[3]{R_2}}$$

Um den Werth von R_1 zu erhalten, muss man diese Verhältnisszahl mit R_2 multipliziren.

Da nun die Grössen i, i_1, s, $\frac{R_1}{R_2}$ α, β bekannt sind, so kann man nun auch die äussere Weite s_1 der Radkanäle vermittelst der Formel:

$$s_1 = s \frac{k}{k_1} \frac{i}{i_1} \frac{R_1}{R_2} \frac{\sin \beta}{\sin(\alpha + \beta)} \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (7)$$

berechnen, wobei zu setzen ist:

$k = 0\cdot9$ wenn α kleiner als 24°
$k = 1\cdot0$ wenn α grösser als 24°
$k_1 = 0\,9$.

Nun verzeichne man das Rad, wobei folgendes Verfahren zu empfehlen ist.

Man verzeichne mit R_1 den äusseren Umfang des Rades, theile den inneren Umfang in i_1 gleiche Theile, konstruire in einem beliebigen Theilungspunkt n den Winkel β und errichte in n auf $o\,n$ eine Senkrechte $n\,p$, so liegt in dieser der Mittelpunkt des Kreises für die innere Krümmung der durch n gehenden Radkurve. Wenn $\beta = 60^\circ$ ist, so kann die Radkurve aus einem einzigen Kreisbogen gebildet werden, dessen Halbmesser so zu wählen ist, dass der unbestimmt fortgesetzte Kreisbogen den äusseren Umfang des Rades unter einem sehr kleinen Winkel schneidet.

Wenn $\beta = 90°$ ist, muss man, um für die Radkanäle passende Formen zu erhalten, jede Radkurve aus wenigstens zwei Kreisbögen zusammensetzen. Bei der Turbine, welche auf Tafel XI., Fig. 5 dargestellt ist, besteht jede Radkurve aus zwei Kreisbögen.

Die Krümmungshalbmesser np und qt für die Bögen nq und qr können nicht jederzeit so gross gewählt werden, wie sie in der Zeichnung angegeben sind; diese Angaben sind nur als ungefähre Werthe anzusehen, vermittelst welchen man durch folgendes empirische Verfahren sehr leicht zu passenden Krümmungen für die Radkurven geführt wird.

Man versuche zuerst, wenn $\beta = 90°$ genommen wurde, mit $pn = 0{\cdot}36\,R_1$, $tq = 0{\cdot}5\,R_1$, und wenn $\beta = 60°$ genommen wurde, mit $pn = 0{\cdot}45\,R_1$, $tq = 0.59\,R_1$ eine Radkurve zu verzeichnen, welche man aussen in's Unbestimmte fortsetzt. Schneidet nun der in's Unbestimmte verlängerte Bogen qr den mit R_1 beschriebenen äusseren Umfang des Rades unter einem sehr kleinen Winkel, so ist die verzeichnete Kurve beizubehalten. Schneidet qr den äusseren Umfang unter einem Winkel, der gleich oder grösser als 15° ist, so muss man die Konstruktion der Kurve mit etwas kleineren Krümmungshalbmessern versuchen. Wird der äussere Umfang des Rades von dem Bogen qr berührt oder gar nicht getroffen, so muss man die Konstruktion der Kurve mit Krümmungshalbmessern versuchen, die etwas grösser sind als die in der Zeichnung angegebenen Werthe von np und qt. Durch dieses Tartonnement, welches allerdings nicht ein wissenschaftliches Verfahren genannt werden kann, gelangt man aber doch praktisch am einfachsten zum Ziele, denn eine scharfe mathematische Formel zur Bestimmung von np und qt würde sehr weitläufig werden.

Hat man nun nach einigen Versuchen die Krümmungsmittelpunkte q und t und die Krümmungshalbmesser np und qt so gewählt, dass der Bogen qr den äusseren Umfang des Rades unter einem kleinen Winkel schneidet, so verzeichne man zwei unmittelbar aufeinander folgende Radkurven mit Angabe ihrer Dicke, welche bei kleinen Turbinen $0{\cdot}004^m$, bei grösseren $0{\cdot}005^m$ bis $0{\cdot}006^m$ genommen werden kann, und verlängere vorläufig eine derselben bis zum Durchschnitt mit der andern. Hierauf mache man uv gleich dem berechneten Werth von s_1 und beschreibe durch u einen zur Kurve v koncentrischen Kreisbogen uw, so bestimmt der Durchschnittspunkt w desselben mit der Radkurve den Endpunkt derselben, und mithin auch die richtige äussere Weite des Randkanals. Streng genommen muss der Punkt w auch in dem Umfang des mit R_1 beschriebenen Kreises liegen, es ist jedoch von gar keinem merklichen

Nachtheil, wenn dies nicht ganz scharf eintrifft; denn man kann ja nicht grundsätzlich streng sagen, welches der eigentliche Werth von R_1 ist. Ist nun eine Radkurve fertig gezeichnet, so werden alle übrigen ganz identisch mit der ersten gemacht. Zu diesem Behufe zieht man durch p, t und q, aus O als Mittelpunkt, Hilfskreise, schneidet mit einer Zirkelöffnung $= n\,p$ aus allen Theilungspunkten des inneren Radumfanges in den durch p gehenden und mit einer Zirkelöffnung $= n\,t$ aus denselben Theilungspunkten in den durch t gehenden Hilfskreis ein, so sind diese Einschnittspunkte die Krümmungsmittelpunkte für alle Radkurven. Die Endpunkte der Radkurven kann man entweder nach dem Verfahren bestimmen, welches bei $w\,x$ angewendet wurde (und dies ist am genauesten) oder man kann auch, wenn alle Kurven mit grösster Genauigkeit verzeichnet wurden, mit der Entfernung $n\,r$ aus allen Theilungspunkten des innern Radumfanges die Längen der Kurven abschneiden.

Um endlich noch den Winkel γ zu bestimmen (welcher nur dann genauer bekannt sein muss, wenn man die vollständige Berechnung des Rades nach den allgemeinen Gleichungen machen will) ziehe man durch x und w Tangenten an die Radkurve, halbire durch $y\,z$ den Winkel $w\,y\,x$, den diese Tangenten bilden, und ziehe durch z eine auf $O\,z$ senkrechte Linie $z\,s$, so ist

$$\widehat{y\,z\,s} = \gamma$$

Zur Bestimmung der Höhe δ_1 des Rades hat man die Formel:

$$\delta_1 = \frac{Q}{i\,s\,k\,U} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Zur Bestimmung der vortheilhaftesten Anzahl $\mathfrak{N}$ der Umdrehungen des Rades per 1′ hat man:

$$\mathfrak{N} = 6\,75\, \frac{\sqrt{g\,H\,\frac{\sin\,(\alpha+\beta)}{\sin\,\beta\,\cos\,\alpha}}}{R_2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

Wenn $\beta = 90^\circ$ ist, erhält man:

$$\mathfrak{N} = 4{\cdot}7\,\frac{\sqrt{2\,g\,H}}{R_2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

Zur Bestimmung des Durchmessers d der Turbinenaxe in Centimetern hat man

$$d = 16\sqrt[3]{\frac{N}{\mathfrak{N}}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

wobei N den Nutzeffekt des Rades in Pferdekräften à 75^{Kilgm} ausge-

drückt bedeutet, und $\mathfrak{N}$ die so eben berechnete Anzahl Umdrehungen des Rades per 1'.

Für die Bestimmung der Dimensionen aller Theile, welche zum Aufzug und zur Transmission dienen, gebe ich hier keine Regeln an, weil dafür im ersten Band gesorgt ist.

Wenn man sich mit einem geringeren, aber doch für die Praxis genügenden Grad von Genauigkeit begnügen will, kann man das Turbinenrad nach folgendem einfachen Verfahren berechnen und verzeichnen.

Man berechne die Wassermenge Q, welche per 1" auf das Rad wirken muss, damit es den zum Betriebe nothwendigen Effekt hervorbringen kann, vermittelst der Formel:

$$Q = 0{\cdot}107 \frac{N}{H} \qquad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (12)$$

Hierauf berechne man den inneren Halbmesser R_1 des Rades vermittelst der Formel:

$$R_1 = 0{\cdot}538 \sqrt{Q} \qquad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (13)$$

Ist R_1 gleich oder kleiner als $0{\cdot}5^m$, so verzeichne man den Horizontaldurchschnitt des Rades geometrisch ähnlich dem Rade auf Tafel VI., Atlas des grösseren Turbinenwerkes.

Ist R_2 grösser als 0·5, so verzeichne man den Horizontaldurchschnitt des Rades ähnlich dem Rade Tafel III., Atlas des grösseren Turbinenwerkes.

Um die Höhe δ_1 des Rades zu bestimmen, berechne man zuerst den Werth von U vermittelst der Formel:

$$U = 0{\cdot}8 \sqrt{2 g H}$$

und dann erhält man:

$$\delta_1 = \frac{Q}{i\, s\, U}$$

Die zweckmässigste Anzahl $\mathfrak{N}$ der Umdrehungen des Rades per 1" ist:

$$\mathfrak{N} = 4{\cdot}7 \frac{\sqrt{2 g H}}{R_2}$$

Theorie der Jonval'schen Turbine.

Vorbereitungen Eine ganz genaue Theorie auch dieser Turbine würde erfordern, dass man im Stande wäre, den Bewegungen und Wechselwirkungen aller einzelnen Wassertheilchen durch analytische Rechnungen zu folgen, was leider nicht möglich ist. Wir sind daher

auch hier genöthigt, von gewissen Voraussetzungen auszugehen, durch welche die Durchführung der Rechnungen möglich wird, die aber zugleich die Bedeutung haben, dass sie Bedingungen aussprechen, bei deren Erfüllung eine regelmässige und vortheilhafte Bewegung des Wassers statt finden kann.

Diese Voraussetzungen sind folgende:

1. Die Turbine befinde sich in einem Beharrungszustand der Bewegung, wobei sich der Bewegungszustand des Wassers und des Rades mit der Zeit nicht ändert, ein gleichförmiger Wasserzufluss vorhanden ist, und ein konstanter Widerstand der Axe der Turbine entgegen wirkt.

2. Das Wasser gelange ohne irgend eine Störung aus dem Zuflusskanal durch den Maschinenmantel und durch das Einlaufrad bis an die Mündungen dieses Rades.

3. Das Einlaufrad wie das Turbinenrad habe jedes so viele stetig und mässig gekrümmte Radflächen, dass in der Bewegung der Wassertheilchen merkliche Störungen nicht eintreten können.

4. Die Flächen des Einlaufrades und des Turbinenrades seien so gebildet, dass sie durch jede durch die Radaxe gelegte Ebene nach einer auf die Axe senkrecht stehenden geraden Linie geschnitten werden. Diese Flächen entstehen demnach, indem eine gerade Linie, welche die Axe stets senkrecht durchschneidet, längs dieser Axe herabgleitet und dabei nach einem gewissen Gesetz sich wendet.

5. Wir setzen ferner voraus, dass jedes Wasseratom während seiner Bewegung durch das Turbinenrad in der Fläche des Kreiscylinders verbleibe, dessen Halbmesser gleich ist der Entfernung des Punktes, wo das Theilchen in das Rad eingetreten ist, von der Axe.

6. Das Wasser fülle die Kanäle der beiden Räder vollkommen aus, so dass ein unregelmässiges Hin- und Herschlagen oder Versprühen des Wassers nicht statt finden kann.

Alle diese Voraussetzungen sind in der Wirklichkeit nur annähernd erfüllt, insbesondere ist die fünfte immer nur für die Wassertheilchen streng richtig, welche am äusseren Umfang des Rades in dasselbe eintreten, denn die Wassertheilchen, welche in das Rad in einem Punkt eintreten, dessen Entfernung von der Radaxe kleiner ist, als der äussere Halbmesser des Rades, werden während ihrer Bewegung durch das Rad nicht ganz sicher geleitet, entfernen sich nach und nach von der Axe und verlassen das Rad in einem Punkt, dessen Entfernung von der Axe grösser ist, als die Entfernung des Eintrittspunktes. Vermöge dieses Vorganges sollte man vermuthen, dass durch die Wechselwirkung der Wasser-

theilchen bei der *Jonval*'schen Turbine grössere Störungen entstehen müssten, als bei der *Fourneyron*'schen Turbine, allein es ist nicht zu übersehen, dass die Bewegung des Wassers bis zum Austrittspunkt aus dem Leitrade bei der *Fourneyron*'schen Turbine komplizirter ist, als bei der *Jonval*'schen Turbine, und somit scheinen die Vortheile und Nachtheile in der Weise ausgeglichen, dass beide Anordnungen im Ganzen gleich günstige Effektleistungen hervorbringen.

Der folgenden Berechnung legen wir eine Turbine mit mittlerer Aufstellung Tafel XI., Fig. 1 und 6, zu Grund, und nehmen an, dass im Zuflussrohr, so wie auch unten im Abflussrohr Klappen oder Schieber angebracht sind, wodurch die Zuströmung wie die Abströmung regulirt werden kann. Für die Rechnung wählen wir folgende Bezeichnungen:

O der Querschnitt des Zuleitungsrohres;
ω der Querschnitt der Oeffnung zwischen der Klappe und der Wand des Zuleitungsrohres;
R_1 der äussere Halbmesser des Rades;
R_2 der innere Halbmesser des Rades;
$R = \frac{1}{2}(R_1 + R_2)$ der mittlere Halbmesser des Rades;
α der Winkel, den die mittlere Richtung, nach welcher das Wasser die Leitkanäle verlässt, mit der unteren Ebene des Leitkurvenrades bildet:
β der Winkel, den eine durch die obere Kante einer Radkurve gelegte tangirende Ebene mit der oberen Ebene des Rades bildet;
γ der Winkel, den die Richtung, nach welcher das Wasser das Rad verlässt mit der unteren Ebene des Rades bildet;
i Anzahl der Leitkurven;
s die normale Entfernung zweier Leitkurven, gemessen in einer Entfernung R von der Axe;
Ω die Summe der Querschnitte aller Ausflussöffnungen am Leitrade;
i_1 Anzahl der Radkurven;
s_2 die obere Weite eines Radkanales, gemessen in einer Entfernung R von der Axe;
s_1 die untere Weite eines Radkanales, gemessen in einer Entfernung R von der Axe;
Ω_2 die Summe der oberen Querschnitte aller Radkanäle;
Ω_1 die Summe der unteren Querschnitte aller Radkanäle;
O_1 der Querschnitt des Abflussrohres unter dem Turbinenrade;
ω_1 der Querschnitt der unteren Ausflussöffnung, durch welche das Wasser in den Abflusskanal gelangt;

$\varkappa$ k k_1 $\varkappa_1$ die Kontraktions-Coeffizienten, welche den Oeffnungen ω Ω Ω_1 ω_1 entsprechen;

v_1 die äussere, v_2 die innere, $x = \frac{v_1 + v_2}{2}$ die mittlere } Geschwindigkeit des Rades in den Entfernungen R_1, R_2, $\frac{1}{2}(R_1 + R_2)$ von der Axe;

U die absolute Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser aus den Leitkanälen tritt;

u_2 u_1 die relativen Geschwindigkeiten des Wassers gegen die Radschaufeln an der oberen und an der unteren Ebene des Rades;

w die absolute Geschwindigkeit des Wassers im Abflussrohr unmittelbar unter dem Rade;

C c C_1 c_1 die Geschwindigkeit des Wassers in den Querschnitten O ω O_1 ω_1;

$\mathfrak{A}$ Druck der Atmosphäre auf einen Quadratmeter;

$\mathfrak{Q}$ Druck auf einen Quadratmeter zwischen den Wassertheilchen in der Ebene zwischen dem Leitrade und dem Turbinenrade;

$\mathfrak{Q}_1$ Druck auf einen Quadratmeter zwischen den Wassertheilchen unmittelbar unter dem Turbinenrade;

$\mathfrak{P}$ Druck auf einen Quadratmeter zwischen den Wassertheilchen, unmittelbar hinter der obern Einlassklappe;

ε Metalldicke der Leitfläche;

ε_1 Metalldicke der Radfläche;

$\rho = 1000$ Gewicht von einem Kubikmeter Wasser;

$g = 9{\cdot}808$ Beschleunigung durch die Schwere;

E_n Nutzeffekt des Rades in Kilogramm-Metern;

H das totale Gefälle;

h Höhe des Mittelpunktes der Einlassklappe über dem Spiegel des Unterwassers;

h_2 Höhe der unteren Ebene des Rades über dem Spiegel des Unterwassers;

h_1 Tiefe des Mittelpunktes der unteren Ausflussöffnung ω_1 unter dem Spiegel des Unterwassers;

z Höhe des Turbinenrades.

Diese Bezeichnungen vorausgesetzt, wenden wir uns nun zur Entwicklung der Theorie, und wollen zunächst diejenigen Bedingungen aufsuchen, welche dem absoluten Maximum des Effektes entsprechen würden, wenn Reibungen und Störungen in der Bewegung des Wassers nicht stattfänden.

Bedingungen des Maximal-Effektes. Wenn wir die verschiedenen Reibungen des Wassers an den Röhrenwänden und an den Leit-

flächen und Radflächen vernachlässigen, ferner die Störungen in der Bewegung des Wassers an den Einengungen, so wie beim Uebertritt aus dem Leitrad in das Turbinenrad unberücksichtiget lassen, also eine ideal vollkommene Anordnung voraussetzen, erhalten wir für die Bewegung und Wirkung des Wassers folgende Beziehungen.

Die untere Ebene des Einlaufrades befindet sich in einer Tiefe $H - h - z$ unter dem Wasserspiegel im Zuflusskanal, und in der Ebene zwischen dem Einlaufrad und dem Turbinenrad herrscht eine Pressung, die einer Wassersäule von der Höhe $\frac{\mathfrak{Q}}{\varrho}$ entspricht. Wenn also Reibungen und Störungen vernachlässigt werden, hat man für die Ausflussgeschwindigkeit U aus dem Turbinenrad folgende Gleichung:

$$\frac{U^2}{2g} = H - h_2 - z + \frac{\mathfrak{A}}{\varrho} - \frac{\mathfrak{Q}}{\varrho} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Die Bedingungen, dass das Wasser ohne Stoss aus dem Leitrad in das Turbinenrad übertritt, sind: Tafel XI., Fig. 6,

$$\left.\begin{array}{l} \frac{v}{U} = \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\sin \beta} \\ \frac{u^2}{U} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Auch besteht zwischen diesen Geschwindigkeiten und Winkeln noch folgende Beziehung:

$$u_2 = v^2 + U^2 - 2\, v\, U \cos \alpha \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

welche auch aus den Gleichungen (2) folgt, wenn man β eliminirt.

Die oberhalb und unterhalb des Rades herrschenden Pressungen sind als Wassersäulen ausgedrückt $\frac{\mathfrak{Q}}{\varrho}$, $\frac{\mathfrak{Q}_1}{\varrho}$. Da wir die Reibung des Wassers an den Wänden der Radkanäle vernachlässigen, ferner die wechselseitige Störung der Wassertheilchen nicht in Rechnung bringen, und zugleich voraussetzen, dass jedes Wassertheilchen während seiner Bewegung durch das Rad seine Entfernung von der Axe nicht ändert, so erhalten wir zur Bestimmung der relativen Geschwindigkeit u_1 folgende Gleichung:

$$\frac{u_1^2}{2g} = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{\mathfrak{Q}}{\varrho} - \frac{\mathfrak{Q}_1}{\varrho} + z \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4))$$

Die absolute Geschwindigkeit w, mit welcher das Wasser aus dem Rade hervorkommt, ist:

$$w^2 = u_1^2 + v^2 - 2\, u_1\, v \cos \gamma \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5$$

Da diese Geschwindigkeit für die vortheilhafteste Effektleistung verschwinden soll, so muss sein:

$$\left.\begin{array}{l} \gamma = o \\ u_1 = v \end{array}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (6)$$

weil wir annehmen, dass das Wasser ohne die geringste Störung von dem Rad weg durch den unteren Cylinder und durch die untere Ausflussöffnung in den Abflusskanal gelange, so besteht die Beziehung:

$$\frac{\mathfrak{Q}_1}{\varrho} + h_2 = \frac{\mathfrak{A}}{\varrho} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (7)$$

Da der Druck Q_1 nie negativ werden kann, so darf h_2 nie grösser als $\frac{Q}{\varrho}$ sein, d. h. wenn die Wassermenge unter dem Rad nicht abreissen soll, muss die Höhe der unteren Ebene des Rades über dem unteren Wasserspiegel kleiner sein, als die Höhe der Wassersäule, welche dem Druck der Atmosphäre entspricht.

Hiermit sind nun alle Gleichungen, welche das absolute Maximum des Nutzeffektes charakterisiren, aufgestellt, und wir haben dieselben nun weiter analytisch zu verarbeiten.

Durch Addition der Gleichungen (1), (4) und (7) folgt:

$$\frac{U^2}{2\,g} = H + \frac{u_2^2}{2\,g} - \frac{u_1^2}{2\,g} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (8)$$

Setzt man für u_2^2 seinen Werth aus (3) und berücksichtigt, dass $u_1 = v$ sein soll, so findet man:

$$\frac{U^2}{2\,g} = H + \frac{v^2}{2\,g} + \frac{U^2}{2\,g} - \frac{2\,v\,U}{2\,g}\cos\alpha - \frac{v_2}{2\,g}$$

oder:

$$o = H - \frac{2\,v\,U}{2\,g}\cos\alpha$$

und wenn man aus der ersten der Gleichungen (2) den Werth von v einführt, erhält man eine Gleichung, aus welcher folgt:

$$U = \sqrt{g\,H\,\frac{\sin\beta}{\cos\alpha\sin(\alpha+\beta)}} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (9)$$

Führt man diesen Werth von U in die Gleichungen (2) ein, so folgt ferner:

$$v = \sqrt{g\,H\,\frac{\sin(\alpha+\beta)}{\cos\alpha\sin\beta}} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (10)$$

$$u_2 = \sqrt{g\,H\,\frac{\sin^2\alpha}{\cos\alpha\sin(\alpha+\beta)}} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (11)$$

Setzt man den Werth (9) in die Gleichung (1), so folgt aus derselben:

$$\frac{\mathfrak{Q}}{\varrho} = H\left(1 + \frac{1}{2}\frac{\sin\beta}{\cos\alpha\sin(\alpha+\beta)}\right) - h_2 - z + \frac{\mathfrak{A}}{\varrho} \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Die Bedingungen, welche ausdrücken, dass das Wasser die Kanäle erfüllt, sind:

$$Q = \Omega\, U\, k = \Omega_2\, u_2 = \Omega_1\, u_1\, k_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Hieraus folgt:

$$\Omega = \frac{Q}{u\,k}$$

$$\Omega_2 = \Omega\, k\, \frac{U}{u_2}$$

$$\Omega_1 = \Omega \frac{k}{k_1} \frac{U}{u_1}$$

und mit Berücksichtigung von (2) und (6):

$$\left.\begin{aligned} \Omega &= \frac{Q}{u\,k} \\ \Omega_2 &= \Omega\, k\, \frac{\sin\beta}{\sin\alpha} \\ \Omega_1 &= \Omega \frac{k}{k_1} \frac{\sin\beta}{\sin(\alpha+\beta)} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Diese Ergebnisse unserer Theorie werden wir in der Folge zur Aufstellung von Regeln zur Berechnung der Dimensionen von neu zu erbauenden Turbinen benutzen; vorerst aber ist es nothwendig, die richtigen Werthe von Ω, Ω_2 und Ω_1 zu bestimmen.

Bestimmung der effektiven Werthe von Ω, Ω_2, Ω_1. Die Gleichungen (13) sind nur dann richtig, wenn man für Ω, Ω_1, Ω_2 die effektiven, d. h. diejenigen Querschnitte in Rechnung bringt, durch welche das Wasser wirklich strömen kann. Um diese effektiven Werthe von Ω, Ω_1, Ω_2 zu finden, muss man die bei *Jonval*'schen Turbinen nicht unbeträchtliche Dicke der Leit- und Radschaufeln in Rechnung bringen.

Es ist $\frac{2\,R\,\pi}{i}$ eine Schaufeltheilung des Leitrades, gemessen an der Peripherie des mittleren Kreises vom Halbmesser R. Betrachtet man das untere Ende jeder Leitschaufel als eine gegen die untere Ebene

des Rades unter einem Winkel α geneigte schiefe Ebene, so ist die mittlere normale Weite eines Kanales des Leitrades $\frac{2 R \pi}{i} \sin \alpha - \varepsilon$ und da die radiale Dimension eines Kanales gleich $R_1 - R_2$ ist, so ist der Querschnitt eines Kanales $(R_1 - R_2)\left(\frac{2 R \pi}{i} \sin \alpha - \varepsilon\right)$ und die Summe der Querschnitte aller Kanäle $i (R_1 - R_2)\left(\frac{2 R \pi}{i} \sin \alpha - \varepsilon\right)$. Dieses ist aber nicht der effektive Werth von Ω, denn die Radschaufeln versperren durch ihre Dicke theilweise diese Ausströmungsöffnung. Jede Radschaufel versperrt nämlich durch ihre Dicke ε_1 und radiale Dimension $R_1 - R_2$ die normale Ausströmungsöffnung um $\varepsilon_1 \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} (R_1 - R_2)$ und alle i_1 Radschaufeln um $i_1 \varepsilon_1 \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} (R_1 - R_2)$. Der effektive Werth von Ω ist demnach:

$$\Omega = i (R_1 - R_2)\left(\frac{2 R \pi}{i} \sin \alpha - \varepsilon\right) - i_1 \varepsilon_1 \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} (R_1 - R_2)$$

Berücksichtiget man, dass $R = \frac{1}{2}(R_1 - R_2)$ ist, so kann dieser Werth von Ω geschrieben werden, wie folgt:

$$\Omega = R_1^2 \left[1 - \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2\right] \pi \sin \alpha \left(1 - \frac{i}{2 \pi \sin \alpha} \frac{\varepsilon}{R} - \frac{i_1}{2 \pi \sin \beta} \frac{\varepsilon_1}{R}\right) \quad (15)$$

Der effektive Werth von Ω_1 ist dagegen:

$$\Omega_1 = i_1 s_1 (R_1 - R_2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Führt man diese Werthe von Ω und Ω_1 in die dritte der Gleichungen (14) ein und sucht den Werth von s_1, so findet man ohne Schwierigkeit:

$$s_1 = R \left[\frac{2 \pi \sin \alpha}{i_1} - \left(\frac{i}{i_1} \frac{\varepsilon}{R} + \frac{\varepsilon_1}{R} \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}\right)\right] \frac{k}{k_1} \frac{\sin \beta}{\sin (\alpha + \beta)} \quad . \quad . \quad (17)$$

Diese Ergebnisse, in Verbindung mit Erfahrungsthatsachen und einigen Gefühlsurtheilen, wollen wir nun zur Aufstellung von Regeln für die Berechnung der wesentlichsten Dimensionen von neu zu konstruirenden Turbinen benützen.

Regeln zur Bestimmung der Dimensionen von neu zu erbauenden Jonval'schen Turbinen.

Das Güteverhältniß $\frac{N_n}{N_a}$. Wenn es möglich wäre, den sämmtlichen Voraussetzungen, auf welchen die frühere Rechnung basirt war, so wie auch den durch die Rechnung selbst aufgefundenen Bedingungen des absolut besten Effektes zu entsprechen, müsste der Nutzeffekt einer Turbine gleich werden dem absoluten Effekt einer Wasserkraft. Allein dies ist niemals und ist insbesondere bei extravaganten Gefällen nie möglich, denn die Störungen könnten nur dann vermieden werden, wenn jedes Wasseratom in einem besonderen Kanalsystem durch die Maschine geführt werden könnte, und zwar ohne Reibung an den Kanalflächen. Der Nutzeffekt fällt daher stets kleiner aus, als der absolute Effekt, und es ist ganz unmöglich, das Verhältniss dieser Effekte mit voller Genauigkeit zu bestimmen, weil die mancherlei zufälligen Störungen nicht in Rechnung gebracht werden können. In dem grösseren Werke ist zwar eine genauere Berechnung dieses Effektverhältnisses aufgestellt; ganz verlässlich ist sie aber auch nicht. Für die Bestimmung der Dimensionen einer Turbine ist es genug, dieses Verhältniss annähernd zu kennen und in Rechnung zu bringen, und hierzu dienen die Messungen, welche mit gut ausgeführten *Jonval*'schen Turbinen vorgenommen wurden. Nach diesen Messungen darf man annehmen, dass eine gut ausgeführte Turbine wenigstens 65 Prozent und im günstigsten Fall 75 Prozent von dem absoluten Effekt der Wasserkraft nutzbringend macht. In den meisten Fällen darf man 70 Prozent in Rechnung bringen. Darf man also setzen:

$$\frac{N_n}{N_a} = 0{\cdot}7 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Die Wassermenge Q. Setzen wir in die Formel (1) fün N_a seinen Werth $\frac{1000\ Q\ H}{75}$, so findet man aus derselben:

$$Q = \frac{75}{700}\frac{N_n}{H} = 0{\cdot}107\frac{N_n}{H} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Nun kommt es darauf an, ob der Wasserlauf zu allen Zeiten eine Wassermenge liefert, die so gross ist, als diejenige, welche die Formel (2) verlangt. Dies erfordert vielfältige Wassermessungen zu

verschiedenen Jahreszeiten und bei verschiedenen Witterungszuständen. Auch wird es gut sein, darnach zu forschen, ob der Wasserlauf sein Wasser vorzugsweise nur durch Regen oder durch Quellen gewinnt. Ergeben derartige Studien, dass zu allen Zeiten und bei allen Witterungszuständen die Wassermenge des Wasserlaufes so gross ist, als die Formel (2) verlangt, so sind die Umstände für die Anlage eines Turbinenbaues sehr günstig, und man hat dann weiter nichts zu thun, als die Dimensionen der Turbine so zu berechnen, dass sie im gefüllten Zustand die berechnete Wassermenge sicher durchlaufen lassen kann. Bei so günstigen Umständen kann jedoch noch die Frage entstehen, ob die Wassermenge Q für eine einzige Turbine nicht zu gross ist, oder aber es wegen der Beschaffenheit der zu betreibenden Maschine nicht angemessen ist, die ganze Wassermasse auf zwei oder mehrere Turbinen von gleicher oder ungleicher Grösse wirken zu lassen. Diese Fragen sind aber jederzeit aus der Natur der Verhältnisse leicht zu entscheiden, wenn einmal entschieden ist, dass die Wassermenge des Wasserlaufes zu allen Zeiten und bei allen Witterungsverhältnissen für den Gesammtbetrieb des herzustellenden Werkes genügt.

Allein so günstig sind die Verhältnisse nur selten. In den meisten Fällen ist die Wassermenge eines Wasserlaufes sehr veränderlich und ist die Wassermenge bei anhaltend trockener Witterung zum Gesammtbetrieb des zu errichtenden Werkes nicht hinreichend, so dass noch Dampfmaschinen aufgestellt werden müssen, welche die Differenz der zum Betrieb erforderlichen Kraft und der veränderlichen Kraft des Wasserlaufes zu liefern haben. In solchen Fällen muss man entweder zwei oder mehrere Turbinen aufstellen und in der Weise einzurichten suchen, dass, so weit es erreichbar ist, eine oder mehrere von den Turbinen durch die vorhandene Wassermasse gefüllt werden können. Variirt z. B. der Wasserzufluss von 1^{Kbm} bis $2{\cdot}5^{Kbm}$, so wird es angemessen, zwei Turbinen aufzustellen, eine kleinere für 1^{Kbm} und eine grössere für $1{\cdot}5^{Kbm}$, so dass die erstere beim kleinsten, die zweite beim mittleren und beide zusammen beim grössten Wasserzufluss arbeiten. Oder man kann, wenn die Wassermenge nicht stark veränderlich ist, eine einzige Turbine anlegen und mit Regulir-Vorrichtungen versehen, wodurch wenigstens annähernd ein gefüllter Zustand der Turbine erhalten werden kann. Ist die Wassermenge nicht gross, aber beträchtlich veränderlich, so kann man mit Voll-Turbinen nicht mehr ausreichen und wird dann gezwungen, Partial-Turbinen oder Tangentialräder in Anwendung zu bringen. Aber bevor man sich zu dieser Wahl entschliesst, wird man immer gut thun, dahin

zu streben, den Zweck durch Voll-Turbinen zu erreichen, weil diese doch bessere Leistungen hervorzubringen im Stande sind, als Partial-Turbinen oder Tangentialräder. Ganz sichere Regeln lassen sich über die Anlage von Turbinen für veränderliche Wasserläufe nicht aufstellen, man muss in solchen Fällen verschiedene Annahmen versuchen und diejenige wählen, welche am besten oder einfachsten zum Ziele zu führen verspricht. Wir nehmen bei Aufstellung der folgenden Regeln an, es sei durch sorgfältige Ueberlegungen die Wassermenge bestimmt, welche auf eine bestimmte Turbine wirken soll, und wollen nun die Dimensionen der Maschine für diese Wassermenge zu bestimmen suchen.

Wahl der Winkel α und β. Die Winkel α und β, aber insbesondere der letztere, können innerhalb gewisser Grenzen willkürlich gemacht werden. Der Winkel α muss freilich immer klein, z. B. 16", 20° bis 24°, genommen werden, weil es sonst nicht möglich ist, bei einem kleinen Werth von γ (welcher Winkel eigentlich = Null sein soll) das geeignete Verhältniss der Querschnitte Ω und Ω_1 hervor zu bringen. Ist die Wassermenge klein und das Gefälle gross, so ist es angemessen, α klein, also etwa 16°, zu nehmen, weil dadurch die Turbine verhältnissmässig gross und die Anzahl ihrer Umdrehungen per 1 Minute nicht zu gross ausfällt. Bei mittleren Umständen, wenn nämlich sowohl das Gefälle als die Wassermenge innerhalb gewisser Grenzen liegt, darf man $a = 24°$ setzen.

Der Winkel β wird gewöhnlich 60 bis 66° angenommen, weil bei dieser Annahme die Schaufeln nicht zu gekrümmt ausfallen, und das Wasser bei seinem Durchgang durch das Rad nicht zu stark abgelenkt zu werden braucht. Nimmt man $\alpha = 24$ und $\beta = 66°$, so wird $\alpha + \beta = 90°$, und dann werden mehrere von den zur Berechnung der Dimensionen dienenden Formeln sehr einfach.

Wahl der Coeffizienten k und k_1. Wenn die Bewegung des Wassers durch den Einlauf und durch das Turbinenrad ganz ohne Störung erfolgt, dürfte man jeden dieser Coeffizienten k und k_1 gleich Eins setzen, denn eine merkliche Kontraktion findet bei dem Austritt des Wassers aus den Rädern nicht statt. Gewöhnlich wird der untere Theil jeder Fläche des Einlaufrades gerade gemacht, so dass am Einlaufrade gar keine Kontraktion stattfindet, und dann darf man $k = 1$ setzen. Dagegen ist es angemessen, $k_1 = 0{\cdot}9$ zu nehmen, theils weil die Kanäle des Turbinenrades nach unten zu etwas convergent gehalten werden, und in der Bewegung des Wassers

durch das Turbinenrad stets Störungen stattfinden, die das Wasservolumen zu vergrössern streben.

Geschwindigkeit U. Für die Geschwindigkeit U, mit welcher das Wasser das Einlaufrad verlässt, haben wir Seite 195 die Formel (9), nämlich:

$$U = \sqrt{g\,H\,\frac{\sin\beta}{\cos\alpha\,\sin(\alpha+\beta)}} \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

ausgestellt, und die Vergleichung derselben mit der Erfahrung hat gezeigt, dass dieselbe einer Korrektion nicht bedarf; wir können uns daher dieser rein theoretischen Formel zur Berechnung von U bedienen. Für den besonderen Fall, dass $\alpha + \beta = 90^\circ$ genommen wird, ist $\sin(\alpha + \beta) = 1$, $\sin\beta = \cos\alpha$ und dann wird:

$$U = \sqrt{g\,H} = 0{\cdot}707\sqrt{2\,g\,H} \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

Das Verhältniß $\frac{R_2}{R_1}$. Die Bedingungen des vortheilhaftesten Effektes lassen dieses Verhältniss zwischen dem inneren und dem äusseren Halbmesser des Rades unbestimmt; wir haben es also nur so zu bestimmen, dass dadurch den Voraussetzungen, auf welchen die Theorie beruht, genau oder annähernd entsprochen wird, und dass überhaupt keine unpassenden Konstruktionsverhältnisse entstehen. Wenn weder Q noch H ungewöhnliche Werthe haben, kann man jederzeit angemessene Konstruktionsverhältnisse erzielen, wenn man $\frac{R_2}{R_1} = \frac{2}{3}$ nimmt. Ist dagegen die Wassermenge sehr gross und das Gefälle sehr klein (z. B. nur 1^m), so ist es angemessener, $\frac{R_2}{R_1}$ etzas kleiner, und z. B. $\frac{R_2}{R_1} = \frac{3}{5} = 0{\cdot}6$, zu nehmen, in welchem Falle das Rad etwas kleiner und die Anzahl seiner Umdrehungen in der Minute etwas grösser ausfällt. Ist endlich das Gefälle sehr gross und die Wassermenge sehr klein, so ist ein grösseres Verhältniss, z. B. $\frac{R_2}{R_1} = \frac{5}{7}$ oder $\frac{R_2}{R_1} = \frac{3}{4}$, angemessen. Denn wenn H gross und Q klein ist, muss man Alles aufbieten, was dazu beitragen kann, den Turbinenhalbmesser zu vergrössern und die Anzahl der Umdrehungen zu mässigen, und dies ist, wie man sich leicht vorstellen wird, der Fall, wenn $\frac{R_2}{R_1}$ gross genommen wird.

Anzahl der Leitschaufeln i. Durch die Flächen des Einlaufrades soll jedes Wassertheilchen aus dem Zuflussrohr oder Zuflusskanal

bis an die Mündung des Leitrades so geleitet werden, dass es die Bewegung jedes andern Wassertheilchens nicht unregelmässig stört und selbst von den andern Wassertheilchen nicht gestört wird, und alle Wassertheilchen sollen nach ganz bestimmten Richtungen aus den Mündungen der Leitkanäle hervortreten.

Eine solche Leitung aller Wassertheilchen kann durch eine endliche Anzahl von Leitschaufeln nie vollkommen geschehen. Die Bahnen der einzelnen Wassertheilchen sind Linien von doppelter Krümmung, denn die Kanäle sind um den inneren cylindrischen Körper des Rades herumgekrümmt und senken sich vertikal herab. Auch können diese Bahnen der einzelnen Wassertheilchen, auch abgesehen von allen Unregelmässigkeiten der Bewegungen, schon wegen der Seite 155 angegebenen Bildungsweise der Radflächen nicht übereinstimmen. Es ist selbstverständlich, dass derlei Leitflächen eine Leitung, wie wir sie wünschen, nicht hervorzubringen vermögen. Am sichersten werden diejenigen Wassertheilchen geleitet, welche an den Concavitäten der Leitflächen niedergleiten; minder genau die von diesen Flächen entfernter fliessenden Wassermassen. Auch die Horizontalleitung der Wassertheilchen ist nicht für alle gleich gut, denn diese Leitung geschieht nur allein durch die äussere gewöhnlich konisch gestaltete Umhüllungsfläche des Einlaufrades; in horizontalem Sinne werden also die von der Axe des Rades entfernteren Wassertheilchen genauer geleitet, als die der Axe näheren. Würden wir blos die Leitung zu beachten haben, so wäre eine unendlich grosse Anzahl von Leitflächen, oder wären eigentlich zahllos viele Kanäle, jeder mit ungemein kleinem, vielleicht quadratischem Querschnitt am besten, allein man muss auch die Reibung des Wassers an den Kanalwänden berücksichtigen, und dann erkennt man, dass zwar eine sehr grosse, aber doch nicht übermässig grosse Anzahl von Kanälen die beste Wirkung hervorbringen werden. In der Wirklichkeit werden in der Regel 16 bis 20 Leitflächen angenommen. Zuweilen nicht einmal so viel. Die aus der Fabrik von *André Köchlin* in Mühlhausen hervorgehenden Turbinen haben zuweilen gar nur 8 Leitflächen, was aber sicherlich eine zu kleine Anzahl ist.

Anzahl der Radschaufeln i_1. Alles, was im Vorhergehenden hinsichtlich der Leitschaufeln gesagt wurde, gilt in einem noch höheren Grade von den Radschaufeln. Diese haben die Wirkung des Wassers aufzunehmen; es ist daher eine regelmässige Bewegung des Wassers durch die Kanäle des Turbinenrades noch wichtiger, als die Bewegung durch das Leitrad. Dazu kommt noch, dass durch

die Bewegung des Rades die das Wasser hinausschleudernde Wirkung der Centrifugalkraft auftritt; es ist daher sehr erklärlich, dass die Konstrukteurs, indem sie ihrem Gefühle folgten, die Anzahl der Radschaufeln grösser angenommen haben, als die Anzahl der Leitschaufeln. Eine rationelle Regel für die Bestimmung dieser Anzahl aufzustellen, ist selbstverständlich unmöglich; gewöhnlich findet man bei guten Konstruktionen, die ein befriedigendes Resultat geliefert haben, 24 bis 30 Radschaufeln angewendet, und diese Zahl wird wohl von der absolut zweckmässigsten Anzahl nicht sehr abweichen. Nur bei ganz grossen Turbinen, oder wenn $\frac{R_2}{R_1}$ gross, z. B. $\frac{3}{4}$, genommen wird, dürfte es angemessen sein, $i_1 = 36$ zu nehmen. Für die Leitung des Wassers durch das Turbinenrad würde es gewiss vortheilhaft sein, wenn das Rad mit mehreren concentrischen Wänden versehen würde, welche das Hinausschleudern des Wassers verhinderten, allein leider ist die Verwirklichung dieses Gedankens mit zu grossen konstruktiven Schwierigkeiten und Kosten verbunden; man muss daher auf eine genauere Leitung des Wassers in horizontalem Sinne verzichten.

Metalldicke der Schaufeln. Bei der Turbine von *Fourneyron* können die Radschaufeln sehr dünn gehalten werden, weil sie theils durch ihre Krümmung, theils durch ihre Befestigung mit den beiden ringförmigen Kronen sehr steif werden. Anders ist es bei der Turbine von *Jonval*, bei welcher die Radschaufeln und Leitschaufeln nur innen an den Radkörper befestig sind, aussen aber in der Regel ganz unverbunden bleiben. Ich stelle die Regel auf, dass

$$\varepsilon = \varepsilon_1 = \frac{1}{40} R = 0{\cdot}025 \, R \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

genommen werden soll, und füge noch hinzu, dass die Schaufeln von Eisenblech oder von Gusseisen zu machen sind, je nachdem R (der mittlere Halbmesser) kleiner oder grösser als $0{\cdot}4^m$ ausfällt. Blechschaufeln werden mit ihren inneren Kanten in den Radkörper eingegossen. Schaufeln aus Gusseisen werden mit dem Radkörper aus einem Stück gegossen.

Der äußere Halbmesser des Rades R_1. Setzt man in die erste der Gleichungen (14), Seite 196, den Werth von Ω der Gleichung (15), Seite 197, und sucht hieraus R_1, so findet man:

$$R_1 = \sqrt{\left\{ \frac{Q}{U k \left[1 - \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 \right] \pi \sin \alpha \left(1 - \frac{i}{2 \pi \sin \alpha} \frac{\varepsilon}{R} - \frac{i_1}{2 \pi \sin \beta} \frac{\varepsilon_1}{R} \right)} \right\}} \quad . \quad (6)$$

Durch die vorangehenden Regeln sind alle in diesem Ausdruck vorkommenden Grössen bestimmt, kann demnach der numerische Werth von R_1 berechnet werden. Abstrahirt man von dem letzten in Klammern eingeschlossenen Faktor des Nenners, so erkennt man, dass R_1 gross ausfällt, wenn Q gross, U und mithin H klein, $\frac{R_2}{R_1}$ gross und α klein ist, dass dagegen R_1 klein wird, wenn Q klein, H gross, $\frac{R_2}{R_1}$ klein und α gross ist. Damit also das Rad, wenn Q klein und H gross ist, nicht übermässig klein ausfällt, ist es, wie man sieht, angemessen, $\frac{R_2}{R_1}$ gross und α klein anzunehmen, was mit dem früher Ausgesprochenen übereinstimmt. In gewöhnlichen Fällen, wenn Q und H weder sehr gross noch sehr klein sind, kann man die mittleren Werthe $\alpha = 24$, $\beta = 66^\circ$, $k = 1$, $k_1 = 0 \cdot 9$ $\frac{R_2}{R_1} = \frac{2}{3}$ $i = 16$, $i_1 = 24$, $e = e_1 = \frac{1}{40}$ R in Rechnung bringen, und dann findet man aus (6):

$$R_1 = 1 \cdot 380 \sqrt{\frac{Q}{U}} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (7)$$

Mittlere Weite der Mündungen der Leitkanäle s. Die Berechnung dieser Weite ist zwar nicht von besonderer praktischer Wichtigkeit, indem sie sich durch die graphische Darstellung des mittleren Schnittes von selbst ergibt, allein gleichwohl wollen wir sie zur Vollständigkeit der Regeln berechnen. Nach Seite 197 ist diese Weite

$$s = R\left(\frac{2\,\pi \sin\alpha}{i} - \frac{e}{R}\right) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (8)$$

Mittlere Weite der Radkanäle s_1. Diese Dimension ist von Wichtigkeit, und muss so bestimmt werden, dass die Wassermenge Q durchfliessen kann, dass aber doch kein freier Raum entsteht, in welchem das Wasser versprühen könnte. Diese Weite ist bereits Seite 197 durch die Gleichung (17) bestimmt worden und ist:

$$s_1 = R\left[\frac{2\,\pi \sin\alpha}{i_1} - \left(\frac{i}{i_1}\frac{e}{R} + \frac{e_1}{R}\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}\right)\right]\frac{k}{k_1}\frac{\sin\beta}{\sin(\alpha+\beta)} \quad \ldots \quad (9)$$

Vortheilhafteste Geschwindigkeit eines Punktes in der Entfernung R. Für diese Geschwindigkeit haben wir Seite 195, Formel (10) einen Ausdruck gefunden. Eine Vergleichung mit der Erfahrung hat jedoch gezeigt, dass diese Formel zu grosse Werthe gibt, was wohl

nicht befremden wird, wenn man bedenkt, dass die früher aufgestellte Theorie auf idealen Voraussetzungen beruht, die in der Wirklichkeit nur annähernd realisirt sein können.

Man findet mit den Thatsachen übereinstimmende Werthe, wenn man jenen theoretischen Ausdruck mit 0·774 multiplizirt. Wir stellen daher die Formel auf:

$$v = 0{\cdot}774 \sqrt{g\, H\, \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\sin \beta \cos \alpha}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (10)$$

Vortheilhafteste Anzahl der Umdrehungen in einer Minute. Nachdem einmal v und R bestimmt ist, ergibt sich die vortheilhafteste Anzahl n der Umdrehungen des Rades per 1 Minute durch eine theoretische Formel:

$$n = 9{\cdot}548 \frac{v}{R}$$

Höhe des Turbinenrades. Diese Dimension kommt in den aufgefundenen Bedingungen des vortheilhaftesten Effektes nicht vor; dieselbe ist also nur in so fern zu beachten, als sie zur Verwirklichung der Voraussetzungen, auf welchen jene Rechnung beruht, beitragen kann. In dieser Hinsicht ist zu sorgen, dass hinsichtlich der Horizontalablenkung des Wassers durch die Schaufeln eine kleine Radhöhe, hinsichtlich der Vertikalablenkung dagegen eine grosse Radhöhe vortheilhaft ist, denn bei einer kleinen Radhöhe müssen die Schaufeln im vertikalen Sinne eine starke Krümmung erhalten, es fällt dagegen der Horizontalabstand der unteren Schaufelkante von der oberen klein aus. Das Umgekehrte findet statt bei einer grossen Radhöhe. Welches die vortheilhafteste Radhöhe ist, kann durch Rechnung nicht bestimmt werden. Gefühl und Erfahrung sprechen dafür, die Höhe des Einlaufrades $0{\cdot}6\, R$ und die Höhe des Turbinenrades gleich $0{\cdot}5\, R$ zu nehmen.

Abstand des Turbinenrades vom Einlaufrade. Für die Ueberleitung des Wassers aus dem Einlaufrad in das Turbinenrad ist es selbstverständlich vortheilhaft, wenn dieselben sehr nahe übereinander gelegt werden; allein die Vorsicht erfordet doch, dass zwischen den Rädern ein kleiner Spielraum gelassen werde, damit bei einer kleinen vielleicht zufälligen Senkung des Einlaufrades oder Hebung des Turbinenrades die oberen Kanten der Schaufeln des letzteren mit den unteren Kanten der Schaufeln des ersteren zusammentreffen.

Ich stelle die Regel auf, dass dieser Abstand der Räder gleich $\frac{R}{50}$ genommen werden solle.

Höhe der Ausflußöffnung aus dem Cylindermantel. Am unteren Ende des Cylindermantels wird zwar nicht immer, aber doch meistens ein Schützen angebracht, durch welchen die untere Ausflussöffnung grösser oder kleiner gemacht und auch ganz geschlossen werden kann. Durch diesen Schützen ist es allerdings möglich, zu bewirken, dass eine grössere oder kleinere Wassermenge durch das Rad geht, allein eine solche Regulirung des Wasserdurchflusses ist eine ganz fehlerhafte, weil das Güteverhältniss $\frac{N_n}{N_a}$ des Rades nothwendig sehr stark abnimmt, wenn die Ausflussöffnung verengt wird. Denn wenn z. B. bei ganz geöffnetem Schützen eine Wassermenge Q durch das Rad geht und auch unten ausfliesst, so wird unmittelbar unter dem Rade zwischen den Wassertheilchen eine gewisse Pressung $\mathfrak{D}_1$ statt finden. Will man aber bewirken, dass die halbe Wassermenge $\frac{1}{2}Q$ durch das Rad geht und unten ausfliesst, so muss die Ausflussöffnung durch den Schützen so verkleinert werden, dass die Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser durch das Rad fliesst, halb so gross ist, als sie bei ganz geöffnetem Schützen war. Allein wenn die halbe Wassermasse mit halber Geschwindigkeit durch das Rad fliesst, wird nothwendig die Nutzwirkung nur den achten Theil derjenigen betragen, die die ganze Masse mit ganzer Geschwindigkeit hervorgebracht hat. Der Nutzeffekt ist demnach dem Kubus der Wassermenge proportional, die man durch die Schützenstellung auf das Rad wirken lässt, während bei einer absolut richtigen Regulirung der Nutzeffekt einfach der Wassermenge proportional bleiben sollte. Durch genauere Berechnungen wird diese Verwerfung des Schützen als Regulator noch schärfer begründet. Der wirkliche Nutzen, den dieser Schützen gewährt, besteht nur darin, dass man mit demselben schnell abstellen und eine regelmässige Ingangsetzung der Turbine bewirken kann.

Damit nun im regelmässigen Gang der Turbine unterhalb des Rades eine die Wirkung der Turbine schwächende Pressung nicht eintreten kann, muss der Schützen stets ganz aufgezogen werden und muss dann die Oeffnung so gross sein, dass das Wasser leicht und mit mässiger Geschwindigkeit ausströmen kann. Dies ist der Fall, wenn der Querschnitt dieser Oeffnung gleich ist dem Querschnitt des Cylinders, durch welchen das Wasser von der Turbine

an niederfliesst. Nennen wir h_3 die Höhe dieser Schützenöffnung, so hat man zur Bestimmung derselben

a. wenn die Ausströmung ringsum stattfindet:

$$2 R_1 \pi h_3 = R_1^2 \pi$$

$$h_3 = \frac{R_1}{2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (11)$$

b. wenn die Ausströmung einseitig auf einer Breite $2 R_1$ stattfindet:

$$2 R_1 h_3 = R_1^2 \pi$$

$$h_3 = \frac{\pi}{2} R_1 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (12)$$

Krümmung der Leit- und Radflächen. Die aufgefundenen Bedingungsgleichungen des vortheilhaftesten Effektes sind von der Gestalt der Leitflächen und Radflächen ganz unabhängig, weil wir vorausgesetzt haben, dass sich die Wassertheilchen in ihrer Bewegung durch das Rad nicht stören; allein es ist eben die Frage, wie diese Flächen gestaltet sein müssen, damit keinerlei Störungen eintreten können, und diese Frage kann auf analytischem Wege nicht beantwortet werden; es bleibt daher kein anderer Ausweg übrig, als die Bestimmung dieser Form nach dem Gefühle vorzunehmen. Gewöhnlich werden stetige Linien gewählt, die oben stärker, nach unten zu schwächer gekrümmt sind. Dies scheint auch der Natur der Sache angemessen zu sein, weil das Wasser oben, wo es eine geringere Geschwindigkeit besitzt, leichter einer stärkeren Krümmung folgt, als weiter unten, wo die Geschwindigkeit grösser ist. Eine Anleitung zur praktischen Verzeichnung der Räder findet man in den Resultaten Seite 171, vierte Auflage.

Vergleichung der Turbinen von Fourneyron und Jonval.

Wenn wir die Turbine von *Fourneyron* und von *Jonval* nach den Ergebnissen unserer Rechnungen beurtheilen, so sind dieselben als Kraftaufsammlungsapparate ganz gleichwerthig. Denn die Bedingungsgleichungen der vortheilhaftesten Effektleistung stimmen vollkommen überein, und sind für beide Turbinen realisirbar. Wenn also in der Leistungsfähigkeit dieser Turbinen ein Unterschied besteht, so kann dieser nur darin begründet sein, dass die Voraussetzungen, auf welchen die Theorien beruhen, bei einer von den beiden Turbinen vollkommener erfüllt werden können, als bei der

anderen. In der That bestehen in dieser Hinsicht kleine Verschiedenheiten, die theilweise der einen, theilweise der anderen Anordnung günstiger sind.

Die Zuleitung des Wassers aus dem Zuflusskanal bis an die Mündungen des Leitrades erfolgt bei der Turbine von *Fourneyron* mit mehrfachen, ziemlich gewaltsamen Ablenkungen, erfolgt dagegen bei den Turbinen von *Jonval* sehr ungezwungen. Bei den ersteren dieser Turbinen muss nämlich das Wasser zuerst aus der horizontalen Richtung im Kanal in die vertikale Richtung im Zuleitungscylinder, sodann nach horizontal radialer Richtung nach aussen und endlich in die beinahe tangentiale Richtung der Leitschaufelenden gebracht werden, während bei der Turbine von *Jonval* nur die Ablenkung aus der vertikalen Richtung im Zuleitungscylinder in die nahe horizontale Richtung der Leitschaufelenden vorkommt.

Der Uebertritt des Wassers aus dem Leitrad in das Laufrad geschieht bei der Turbine von *Fourneyron* nicht so gut, als bei der Turbine von *Jonval*; denn bei der ersteren dieser Anordnungen tritt das Wasser in einzelnen, durch leere keilförmige Räume getrennten convergirenden Strahlen aus, während bei der Turbine von *Jonval* die Wasserenden jedes einzelnen Wasserstrahles parallel sein können, und schädliche Räume beinahe nicht vorhanden sind.

Die Bewegung des Wassers durch das Laufrad erfolgt bei der Turbine von *Fourneyron* mit grösserer Regelmässigkeit als bei der Turbine von *Jonval*, denn bei der ersten von diesen Anordnungen wird das Wasser nur in horizontalem Sinn abgelenkt, und kann die Centrifugalkraft nicht die geringste Störung verursachen, während bei der Turbine von *Jonval* die Bewegung des Wassers durch das Rad sehr komplizirt ist, eine horizontale und eine vertikale Ablenkung stattfindet, und die Centrifugalkraft ein unregelmässiges Hinausschleudern der inneren Wassermassen gegen die äusseren zur Folge hat.

Der Austritt des Wassers erfolgt bei der Turbine von *Fourneyron* ganz ungezwungen nach dem Abflusskanal, wird dagegen bei der Turbine von *Jonval* durch das in der Regel vorhandene Abflussrohr und den unteren Schützen erschwert.

Bei veränderlichem Wasserzufluss sind beide Anordnungen in gleichem Maasse mangelhaft. Eine Schützenvorrichtung, die bei veränderlichem Wasserzufluss ein unveränderliches Güteverhältniss zu bewirken im Stande wäre, gibt es weder für die Turbine von *Fourneyron*, noch für die Turbine von *Jonval*. Diese allen Turbinen

zukommende schwache Seite wird wohl niemals beseitigt werden können.

Was die Aufstellung und Bedienung anbelangt, so ist die Turbine von *Jonval* vortrefflich, dagegen die Turbine von *Fourneyron* (die umgekehrte Aufstellung ausgenommen) äusserst ungünstig, und hierin liegt der Hauptgrund, weshalb die Turbine von *Jonval* gesiegt und die andere Anordnung fast gänzlich verdrängt hat, denn die im Vorhergehenden angedeuteten Differenzen in dem Verhalten der beiden Anordnungen sind so unbedeutend, dass es nach denselben ganz unmöglich ist, der einen oder der anderen Anordnung den Vorzug zu geben, und die zahlreichen Versuche, welche mit älteren und neueren Turbinen angestellt wurden, haben gleichfalls einen erheblichen Unterschied nicht nachzuweisen vermocht.

Resultate einer vollständigeren Theorie und Erfahrungen.

Die Theorien, welche wir für die Turbinen entwickelt haben, sind nicht nur unvollkommen, sie sind auch unvollständig. Die Unvollkommenheit liegt in den Seite 191 aufgestellten Voraussetzungen, die in der Wirklichkeit immer nur annäherungsweise erfüllt sind, und ferner noch in der Vernachlässigung verschiedener Störungen und Bewegungshindernisse. Die Unvollständigkeit liegt in dem Umstande, dass wir nur allein die Bedingungen aufgesucht haben, bei deren Erfüllung, wenn sie möglich wäre, der wirkliche Nutzeffekt gleich dem absoluten Effekt werden müsste. Unsere Theorie kann uns also über sehr Vieles, was die Bewegung und Wirkungsweise irgend einer beliebigen gut oder schlecht konstruirten Turbine betrifft, keinen Aufschluss geben. Da die Grenzen, welche durch den Endzweck dieses Buches gesteckt sind, die Entwicklung einer vollständigen Theorie nicht gestatten, so müssen wir uns hier begnügen, die Ergebnisse der vollständigeren Theorie, welche mein grösseres Werk über die Turbinen enthält, referirend vorzutragen.

Diese vollständigere Theorie stellt sich die Aufgabe, die Bewegung des Wassers durch das Einlauf- und durch das Turbinenrad und den Nutzeffekt für jede richtig oder fehlerhaft konstruirte Turbine zu bestimmen, und zwar mit möglichst sorgfältiger Berücksichtigung aller Störungen, die in der Bewegung des Wassers vorkommen, und aller Bewegungshindernisse.

Die wesentlichsten Ergebnisse dieser vollständigen Theorie sind folgende:

Bezeichnet man durch v für eine *Fourneyron*'sche Turbine eine

beliebige Geschwindigkeit am inneren Umfang des Rades, für eine *Jonval'*sche Turbine eine beliebige Geschwindigkeit in der Entfernung $\frac{1}{2}(R_1 + R_2)$ von der Axe des Rades, durch $y = \frac{E_n}{E_a}$ das Güteverhältniss der Turbine, das bei jener Geschwindigkeit eintritt, durch A B C D M gewisse komplizirte Ausdrücke, welche von den mannigfaltigen Abmessungen der Turbine abhängen, aber weder y noch v enthalten, und setzt endlich noch $x = \frac{v^2}{2 g H}$, so findet man vermittelst der vollständigeren Theorie folgende, sowohl für *Fourneyron'*sche wie für *Jonval'*sche Turbinen geltende Ausdrücke:

$$y = -2 A x + 2 B \sqrt{C x^2 + x} \quad \dots\dots \quad (1)$$

$$\frac{U}{\sqrt{2 g H}} = D \sqrt{x} + M \sqrt{C x + 1} \quad \dots\dots\dots \quad (2)$$

Die erste dieser Gleichungen zeigt, wie bei jeder Turbine das Güteverhältniss y von der Geschwindigkeit des Rades abhängt. Die zweite Gleichung gibt die Geschwindigkeit U, mit welcher das Wasser bei irgend einer Geschwindigkeit des Rades aus dem Einlaufrad ausströmt.

Betrachtet man x und y als die Coordinaten eines rechtwinkligen Coordinatensystems, so stellt die Gleichung (1) eine Ellypse dar, deren Peripherie durch den Anfangspunkt der Coordinaten geht. Tafel XII., Fig. 1. $\overline{O p} = x$, $\overline{m p} = y$.

Die Ellypse schneidet die Abscissenlinie zwei mal, bei O und bei n. Das Güteverhältniss verschwindet also für $x = o$ und für $x = \overline{O n}$, d. h. der Effekt wird gleich Null, wenn die Turbine ruht, d. h. wenn ihr ein Widerstand aufgebürdet wird, den sie nicht zu überwinden vermag und wenn sie eine Geschwindigkeit erlangt, für welche $x = \overline{O n}$ wird. Dieser Werth von O n ergibt sich aus (1), wenn man $y = o$ setzt und x nicht gleich Null nimmt. Man findet:

$$\overline{O n} = \frac{1}{\left(\frac{A}{B}\right)^2 - C} \quad \dots\dots\dots\dots \quad (3)$$

Diese Geschwindigkeit ist diejenige, welche eintritt, wenn die Turbine leer läuft, oder es ist die Geschwindigkeit, welche eintritt, wenn man die Verbindung zwischen der Turbine und der Arbeitsmaschine aufhebt und sie dann laufen lässt bis ein Beharrungszustand eintritt.

Zwischen $x = o$ und $x = \overline{O n}$ liegt ein gewisser Werth von $x = \overline{O p_1}$, für welchen y einen grössten Werth, $y = \overline{m_1 p_1}$, gibt.

Dies ist also die für die Turbine, wie sie auch konstruirt sein mag, vortheilhafteste Geschwindigkeit. Man findet diesen Werth von $x = \overline{O\,p_1}$, wenn man aus (1) den Differenzialquotienten $\frac{d\,y}{d\,x}$ berechnet und denselben gleich Null setzt. Er ist

$$\overline{O\,p_1} = \frac{1}{2\,C}\left[-1 + \frac{1}{\sqrt{1 - C\left(\frac{B}{A}\right)^2}}\right] \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

$$\overline{m_1\,p_1} = \frac{A}{C}\left[-1 + \sqrt{1 - C\left(\frac{B}{A}\right)^2}\right] \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

Berechnet man für irgend eine Turbine den numerischen Werth von y, indem man für x Werthe annimmt, die von dem vortheilhaftesten Werth $x = \overline{O\,p_1}$ nicht zu sehr abweichen, so erhält man für y stets Werthe, die von dem grössten Werth $\overline{m_1\,p_1}$ nur wenig verschieden sind. Es folgt also aus dieser genaueren Theorie, was auch die vielfältigsten Versuche gezeigt haben, dass sich der Nutzeffekt der Turbine nicht viel ändert, wenn die Geschwindigkeit der Bewegung um ziemlich viel grösser oder kleiner ist, als die vortheilhafteste. Diese geringe Empfindlichkeit der Turbine hinsichtlich der Geschwindigkeit ihres Ganges ist also eine gute Eigenschaft der Maschine. Berechnet man für irgend eine spezielle Turbine die Werthe von $\overline{O\,p_1}$ und von $\overline{O\,n}$, so findet man stets, dass die Geschwindigkeit, welche dem Leerlauf entspricht, genau oder nahezu doppelt so gross ist, als die vortheilhafteste Geschwindigkeit.

Sucht man die Werthe der Grössen x A B C so zu bestimmen, dass der Werth von y gleich der Einheit wird, so erhält man die Bedingungen, welche erfüllt werden müssten, damit der Nutzeffekt gleich dem absoluten Effekt würde. Auf diese Weise gelangt man wiederum zu dem System von Ausdrücken, welches wir in der früher entwickelten Theorie hergeleitet haben.

Berechnet man vermittelst der Gleichungen (4) und (5) den Werth von $\overline{O\,p_1}$ und von $\overline{m_1\,p_1}$, indem man annimmt, dass die Turbine mehr oder weniger vom Wasser erfüllt wird, so findet man stets, dass die Effekte sehr rasch abnehmen, so wie die Füllung der Turbine abnimmt. Dies ist eine höchst unvortheilhafte Eigenschaft der Turbine, die auch durch vielfältige Versuche an den Tag getreten ist. In dieser Hinsicht sind die Wasserräder den Turbinen ganz entschieden vorzuziehen, denn bei diesen nimmt sogar in den meisten Fällen das Güteverhältniss zu, wenn die Füllung abnimmt. Vermöge dieser Eigenschaft der Turbinen sind dieselben bei sehr

veränderlichem Wasserzufluss sehr fatale Maschinen, und man kann sich in solchen Fällen gewöhnlich nur dadurch helfen, indem man zwei oder noch mehr Turbinen von verschiedener Grösse aufstellt und je nach dem Wasserzufluss eine oder die andere oder mehrere zu gleicher Zeit in Gang setzt. Diese Eigenschaft der Turbinen wird nur dann nicht mehr erheblich nachtheilig, wenn Wasserkräfte mit sehr grossen, wenn auch veränderlichen Quantitäten benutzt werden sollen. Beträgt z. B. die Wassermenge 5 bis 10^{Kbm} in der Sekunde und das Gefälle 2 bis 4^{m} (was z. B. der Fall ist in den grossen Spinnereien bei Esslingen und Bamberg), so muss man 4 bis 6 Turbinen aufstellen, und wenn dann die Wassermenge abnimmt, setzt man eine oder mehrere ganz ausser Gang, und die in Gang bleibenden Turbinen laufen dann in ganz gefülltem Zustand. Man hat sich vielfach bemüht, solche Schützeneinrichtungen auszudenken und in Anwendung zu bringen, welche bewirken sollen, dass das Güteverhältniss einer Turbine bei veränderlichem Wasserzufluss konstant bleibt. (Auf Tafel 8. meines grossen Werkes sind derlei Einrichtungen abgebildet), allein keine von diesen Erfindungen hat den Wünschen entsprochen, und es scheint wenig Hoffnung vorhanden zu sein, dass es in Zukunft gelingen werde, ganz befriedigende Schützeneinrichtungen ausfindig zu machen.

Hinsichtlich derjenigen *Jonval*'schen Turbinen, deren Mantel unten, wo das Wasser austritt, mit einem Schützen versehen sind, durch welchen die Ausflussöffnung innerhalb gewisser Grenzen beliebig verändert und auch ganz aufgehoben werden kann, ist noch hervorzuheben, dass aus der vollständigen Theorie in Uebereinstimmung mit vielfältigen Versuchsresultaten folgt, dass das Güteverhältniss sehr rasch abnimmt, so wie diese Ausflussöffnung verengt wird. Dieser Schützen kann also recht gut zur Abstellung und Ingangsetzung einer Turbine, nicht aber zur Regulirung des Wasserzuflusses benutzt werden.

Dass, und in welchem Maasse eine Verengung der Mantelschützenöffnung auf den Effekt Einfluss hat, kann man auch ohne Rechnung einsehen. Der Effekt, welcher dem Rade mitgetheilt wird, ist offenbar der lebendigen Kraft proportional, mit welcher das in jeder Sekunde zufliessende Wasser das Rad durchströmt, ist also dem Wasserzufluss in 1 Sekunde und dem Quadrat der Durchströmungsgeschwindigkeit proportional. Diese letztere richtet sich aber nach der Differenz der Pressungen, welche in den Wasserschichten an der oberen und an der unteren Ebene des Rades statt finden, und ist der Quadratwurzel aus diesen Pressungen proportional. Wenn nun die Schützenöffnung so stark verengt wird, dass

nur halb so viel Wasser ausfliesst, als bei ganz aufgezogenem Schützen, so fliesst auch nur halb so viel Wasser durch das Rad. Wenn aber die halbe Wassermenge mit halb so grosser Geschwindigkeit durch das Rad fliesst, wird die lebendige Kraft des Wassers und demnach auch der Effekt 8 mal $= 2^3$ mal kleiner. Man sieht also, dass der Effekt dem Kubus der Wassermenge proportional ist, während bei einem richtig wirkenden Regulirschützen der Effekt einfach der ersten Potenz der Wassermenge proportional bleiben müsste. Das so eben Gesagte beweiset auch die vollkommene Theorie und wird durch Versuchsresultate vollkommen bestätigt.

Theorie der Tangentialräder.

Eintheilung der Tangentialräder. Die sogenannten Tangentialräder, von denen wir eine Klasse früher beschrieben haben, gehören zu den Partial-Turbinen.

Es gibt drei Arten von Tangentialrädern:

1. solche, bei welchen das Wasser am inneren Umfang des Laufrades in dasselbe eintritt und am äusseren Umfang austritt;
2. solche, bei welchen das Wasser am äusseren Umfang eintritt und am äusseren Umfang austritt;
3. solche, bei welchen das Wasser am äusseren Umfang eintritt und am inneren Umfang austritt.

Die erstere dieser drei Anordnungen ist nichts anderes, als eine *Fourneyron*'sche Partial-Turbine und die Theorie derselben stimmt mit der einer Voll-Turbine nach *Fourneyron* vollkommen überein.

Bei der zweiten Art tritt das Wasser aussen mit einer gewissen relativen Geschwindigkeit in das Rad ein, verliert dieselbe allmälig durch die der Bewegung des Wassers entgegenwirkende Centrifugalkraft, wird hierauf durch die Centrifugalkraft wiederum hinausgeschleudert, und verlässt schliesslich das Laufrad am äusseren Umfang.

Es findet also hier zuerst eine Strömung nach einwärts und dann eine Strömung nach auswärts statt. Die erstere geschieht unter Gegenwirkung der Centrifugalkraft, die letztere wird durch die Centrifugalkraft hervorgebracht.

Bei der dritten Art von Tangentialrädern tritt das Wasser aussen in das Laufrad ein, durchströmt das Rad nach einwärts, verliert dabei durch die der Bewegung des Wassers entgegen-

wirkende Kraft einen Theil seiner relativen Eintrittsgeschwindigkeit, und erreicht zuletzt den inneren Umfang des Rades mit einer relativen Geschwindigkeit, die der Grösse nach gleich, der Richtung nach entgegengesetzt ist der inneren Umfangsgeschwindigkeit des Rades.

Die Theorien dieser drei Tangentialräder können zwar aus der früher entwickelten Theorie der *Fourneyron*'schen Turbine abgeleitet werden, wir halten jedoch eine direkte Herleitung für zweckmässiger. Jedoch beschränken wir uns darauf, die Bedingungen des besten Effektes aufzusuchen und dabei Reibungen und Störungen zu vernachlässigen.

Theorie des Tangentialrades mit innerer Einströmung und äußerer Ausströmung. Wir bedienen uns hier der Bezeichnungen, die wir Seite 167 für die Theorie der Turbine von *Fourneyron* aufgestellt haben.

Unter der Voraussetzung, dass das Rad im Unterwasser nicht eintaucht, dürfen wir annehmen, dass am inneren Umfang des Rades der atmosphärische Druck auch da vorhanden ist, wo die Einströmung statt findet; dann ist aber, weil wir Reibungen und Störungen vernachlässigen:

$$\frac{U^2}{2g} = H \quad \dots\dots\dots \quad (1)$$

Die Bedingung, dass das Wasser die Kanäle ausfüllt, ist:

$$Q = \Omega\, U\, k = \Omega_2\, u_2 = \Omega_1\, u_1\, k_1 \quad \dots\dots \quad (2)$$

Die Bedingungen, dass das Wasser ohne Stoss eintritt, sind:

$$\left.\begin{array}{l} \dfrac{u_2}{U} = \dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta} \\[2ex] \dfrac{v_2}{U} = \dfrac{\sin(\alpha+\beta)}{\sin\beta} \end{array}\right\} \quad \dots\dots\dots \quad (3)$$

auch ist:

$$u_2^2 = U^2 + v_2^2 - 2\, U\, v_2 \cos\alpha \quad \dots\dots\dots \quad (4)$$

Die Gleichung für die relative Bewegung des Wassers durch das Rad ist:

$$\frac{u_1^2}{2g} = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_2^2}{2g} \quad \dots\dots\dots \quad (5)$$

wobei $\frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_2^2}{2g}$ den Einfluss der Centrifugalkraft ausdrückt.

Die absolute Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser austritt, verschwindet für:

$$u_1 = v_1, \quad \gamma = o \quad \dots\dots\dots \quad (6)$$

Wegen (6) folgt aus (4):

$$v_2 = \frac{U}{2 \cos \alpha} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (7)$$

Wegen (6) folgt ferner aus (3) $\sin \alpha = \sin (\alpha + \beta)$, demnach:

$$\beta = \pi - 2 \alpha \quad \ldots \ldots \ldots \quad (8)$$

Nennt man p das Verhältniss aus dem inneren Umfang des Rades und dem Theil dieses Umfanges, an welchem Einströmung statt findet, so hat man annähernd:

$$\left. \begin{aligned} \Omega &= \frac{2 R_2 \pi}{p} \sin \alpha \delta \\ \Omega_2 &= \frac{2 R_2 \pi}{p} \sin \beta \delta \\ \Omega_1 &= \frac{2 R_1 \pi}{p} \sin \gamma \delta \end{aligned} \right\} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (9)$$

und die Gleichungen (2) werden dann wegen $u_1 = v_1 = v_2 \frac{R_1}{R_2}$:

$$Q = \frac{2 R_2 \pi}{p} \sin \alpha \delta U k = \frac{2 R_2 \pi}{p} \sin \beta \delta v_2 = \frac{2 R_1 \pi}{p} \sin \gamma \delta k_1 v_2 = \frac{R_1}{R_2}$$

Aus der Gleichung $Q = \frac{2 R_2 \pi}{p} \sin \alpha \delta U k$ folgt:

$$R_2 = \sqrt{\frac{Q p}{2 \pi \sin \alpha U k} \left(\frac{R_2}{\delta}\right)} \quad \ldots \ldots \quad (10)$$

Die Gleichheit $\frac{2 R_2 \pi}{p} \sin \alpha \delta U k = \frac{2 R_2 \pi}{p} \sin \beta \delta v_2$ wird, wenn man für β den Werth (8) und für v_2 den Werth (7) einführt und $k = 1$ nimmt, eine identische.

Aus der Gleichheit $\frac{2 R_2 \pi}{p} \sin \alpha \delta U k = \frac{2 R_1 \pi}{p} \sin \gamma \delta, k_1 v_2 \frac{R_1}{R_2}$ folgt, wenn man für v_2 seinen Werth aus (7) einführt:

$$\sin \gamma = \left(\frac{k}{k_1}\right) \left(\frac{R_2}{R_1}\right) \sin 2 \alpha \quad \ldots \ldots \quad (11)$$

$$\sin 2 \alpha = \sin \beta = \sin \gamma \left(\frac{k_1}{k}\right) \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2 \quad \ldots \quad (12)$$

Weil γ sehr klein sein soll und $\left(\frac{R_1}{R_2}\right)$ nicht viel grösser als die Einheit ist, so fällt 2α und um so viel mehr α klein aus. Der Winkel β wird demnach nahe gleich 180°. Die Radumfänge werden daher von den Schaufeln unter ganz kleinen Winkeln geschnitten,

und dieses beinahe tangentiale Ein- und Ausströmen des Wassers motivirt die Benennung „Tangentialrad.“

Nach dem Ergebniss dieser Untersuchung stellen wir nun zur Berechnung der Dimensionen eines Tangentialrades mit innerer Einströmung und äusserer Ausströmung folgende Regeln auf.

1. Winkel γ, unter welchem die Radkurven den äusseren Umfang des Rades durchschneiden:

$$\gamma = 15 \text{ bis } 20^\circ$$

2. Verhältnisse der Halbmesser:

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{3}{4}$$

3. Contraktionscoeffizienten:

$$k = k_1 = 0{\cdot}9$$

4. Winkel α, unter welchem die Leitflächen den inneren Umfang des Rades schneiden:

$$\sin 2\,\alpha = \sin \gamma \left(\frac{k_1}{k}\right) \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2$$

5. Winkel β, unter welchem die Radflächen den inneren Umfang des Rades schneiden:

$$\beta = \pi - 2\,\alpha$$

6. Verhältniss p zwischen dem inneren Umfang des Rades und dem Theil dieses Umfanges, an welchem Einströmung statt findet:

$$p = 4 \text{ bis } 5$$

7. Höhe des Rades:

$$\delta = \frac{1}{4} R_2$$

8. Eintrittsgeschwindigkeit des Wassers:

$$U = \sqrt{2\,g\,H}$$

9. Innerer Halbmesser des Rades:

$$R_2 = \sqrt{\frac{Q\,p}{2\,\pi \sin \alpha\, U\, k} \left(\frac{R_2}{\delta}\right)}$$

10. Geschwindigkeit am inneren Umfang des Rades:

$$v_2 = \frac{U}{2 \cos \alpha}$$

11. Vortheilhafteste Anzahl der Umdrehungen des Rades in einer Minute:

$$n = 9\,548\ \frac{v_2}{R_2}$$

12. Anzahl der Radschaufeln:

$$i = 35 + 50\ R_2$$

Theorie der Tangentialräder mit äußerer Einströmung und äußerer Ausströmung. Wir wählen die Winkel $\alpha\ \beta\ \gamma$, so wie Tafel XII., Fig. 2 zeigt, und erhalten hier folgende Beziehungen:

$$U = \sqrt{2\,g\,H} \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

Die Bedingung, dass das Wasser die Querschnitte ausfüllt, ist:

$$Q = \Omega\ U\ k = \Omega_1\ u_1 = \Omega_2\ u_2 \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Die Bedingungen, dass das Wasser aussen ohne Stoss eintritt, sind:

$$\left.\begin{aligned} \frac{u_1}{U} &= \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \\ \frac{v_1}{U} &= \frac{\sin(\beta - \alpha)}{\sin \beta} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

Auch ist:

$$u_1^2 = v_1^2 + U^2 - 2\ v_1\ U \cos \alpha \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

Damit das Wasser am inneren Umfang ohne Geschwindigkeit ankommt, muss sein:

$$o = u_1^2 - (v_1^2 - v_2^2) \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

wobei $v_1^2 - v_2^2$ den Einfluss der Centrifugalkraft ausdrückt.

Die relative Geschwindigkeit w_1, mit welcher das Wasser nach seiner Zurückströmung an dem äusseren Umfang ankommt, ist:

$$w_1^2 = v_1^2 - v_2^2 \quad \ldots \ldots \quad (6)$$

Die Bedingung, dass das Wasser ohne Geschwindigkeit den äusseren Umfang des Rades verlässt, ist:

$$w_1 = v_1, \qquad \beta = o \quad \ldots \ldots \quad (7)$$

Aus (6) und (7) folgt zunächst:

$$v_2 = o \quad \ldots \ldots \quad (8)$$

Allein dieser Bedingung kann nicht entsprochen werden, denn man kann die Radschaufeln nicht bis zur Axe herein verlängern, weil die Kanäle an der Axe zu enge würden.

Wegen $v_2 = o$ folgt aus (5) $u_1 = v_1$, demnach wegen (4):

$$v_1 = \frac{U}{2 \cos \alpha} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

ferner wegen (3) $\alpha = \beta - \alpha$ oder

$$\alpha = \frac{\beta}{2}$$

Die Werthe von $\Omega \; \Omega_2 \; \Omega_1$ sind annähernd:

$$\Omega = \frac{2 R_1 \pi}{p} \delta \sin \alpha \quad \Omega_1 = \frac{2 R_1 \pi}{p} \delta \sin \beta \quad \Omega_2 = \frac{2 R_2 \pi}{p} \delta \sin \gamma \quad . \quad (10)$$

Die Gleichungen (2) werden hierdurch:

$$Q = \frac{2 R_1 \pi}{p} \sin \alpha \delta U k = \frac{2 R_1 \pi}{p} \delta \sin \beta u_1 = \frac{2 R_2 \pi}{p} \delta \sin \gamma u_2 \quad . \quad (11)$$

Aus $Q = \frac{2 R_1 \pi}{p} \sin \alpha u k$ folgt:

$$R_1 = \sqrt{\frac{Q p}{2 \pi \sin \alpha U v} \left(\frac{R_1}{\delta}\right)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Die Gleichung $\frac{2 R_1 \pi}{p} \delta \sin \alpha U k = \frac{2 R_1 \pi}{p} \delta \sin \beta u_1$ wird identisch erfüllt, wenn $u_1 = v_1$, $\beta = 2 \alpha$, $k = 1$ und wegen (3) $v_1 = U \frac{\sin (\beta - \alpha)}{\sin \beta} = U \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$ gesetzt wird.

Derjenigen von den Gleichungen (11), in welcher $u_2 \sin \gamma$ als Faktor vorkäme, kann nicht entsprochen werden, weil u_2 Null werden soll.

Aus dieser Untersuchung geht hervor, dass es wohl das Klügste ist, dieses Tangentialrad mit äusserer Ein- und Ausströmung ganz aufzugeben, und dies stimmt auch mit der Erfahrung überein.

Die Herren *Escher Wyss & Comp.* in Zürich haben vor mehreren Jahren eine grössere Anzahl von derartigen Tangentialrädern ausgeführt, haben jedoch in neuerer Zeit diese Anordnung aufgegeben, und die mit äusserer Einströmung und innerer Ausströmung angenommen.

Theorie des Tangentialrades mit äußerer Einströmung und innerer Ausströmung. Tafel XII., Fig. 3. Für diese Anordnung erhalten wir folgende Bedingungsgleichungen:

$$U = \sqrt{2 g H} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$U = \Omega U k = \Omega_1 u_1 = \Omega_2 u_2 k_2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

$$\left.\begin{aligned}\frac{u_1}{u} &= \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}\\ \frac{v_1}{u} &= \frac{\sin(\beta-\alpha)}{\sin\beta}\\ u_1^2 &= v_1^2 + U^2 - 2\,v_1\,U\cos\alpha\end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

$$u_2^2 = u_1^2 - (v_1^2 - v_2^2) \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

$$u_2 = v_2\,, \qquad \gamma = o \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

$$\left.\begin{aligned}\Omega &= \frac{2\,R_1\,\pi}{p}\sin\alpha\,\delta\\ \Omega_1 &= \frac{2\,R_1\,\pi}{p}\sin\beta\,\delta\\ \Omega_2 &= \frac{2\,R_2\,\pi}{p}\sin\gamma\,\delta\end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

Wegen (5) folgt aus (4):

$$u_1 = v_1 \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

und hierdurh geben die Gleichungen (3):

$$v_1 = \frac{U}{2\cos\alpha} \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

$$\beta = 2\,\alpha \quad \ldots\ldots \quad (9)$$

Aus den Gleichungen (2) und (6) findet man ferner:

$$R_1 = \sqrt{\frac{Q\,p}{2\,\pi\sin\alpha\,U\,k\left(\frac{R_1}{\delta}\right)}} \quad \ldots\ldots \quad (10)$$

$$\sin 2\,\alpha = \sin\gamma\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2\left(\frac{k_2}{k}\right)$$

Bei dieser Anordnung kann man also den Bedingungen des absolut besten Effektes eben so gut entsprechen, wie bei den Tangentialrädern mit innerer Einströmung und äusserer Ausströmung. In praktischer Hinsicht verdient jedoch die Anordnung mit äusserer Einströmung den Vorzug, weil bei derselben die Anordnung, Aufstellung und Behandlung des Einlaufes weit leichter ist, als bei der Anordnung mit innerer Einströmung. Auch die Praxis ist zu dem gleichen Resultat gekommen. Gegenwärtig werden nur Tangentialräder mit äusserer Einströmung und innerer Ausströmung ausgeführt.

Zur Berechnung der Dimensionen eines solchen Tangentialrades stellen wir nun nachstehende Formeln auf:

1. Verhältniss der Halbmesser:

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{3}{4} \text{ bis } \frac{4}{5}$$

2. Winkel γ, unter welchem die Radkurven den inneren Umfang des Rades schneiden:

$$\gamma = 15^\circ \text{ bis } 20^\circ$$

3) Winkel β, unter welchem die Radkurven den äusseren Umfang des Rades schneiden:

$$\sin \beta = \sin \gamma \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 \frac{k_2}{k}$$

wobei $\frac{k_2}{k} = 1$ gesetzt werden darf.

4. Winkel α, unter welchem die Einlaufflächen den äusseren Umfang des Rades durchschneiden:

$$\alpha = \frac{\beta}{2}$$

5. Verhältniss p zwischen dem äusseren Umfang des Rades und dem Theil dieses Umfanges, an welchem Einströmung statt findet:

$p = 4$ bis 5, wenn nur ein Einlauf,
$p = 3$ „ 4, wenn zwei Einläufe.

6. Höhe des Rades:

$$\delta = \frac{1}{4} R_1$$

7. Eintrittsgeschwindigkeit des Wassers:

$$U = \sqrt{2 g H}$$

8. Aeusserer Halbmesser des Rades:

$$R_1 = \sqrt{\frac{Q}{u} \frac{p}{2 \pi \sin \alpha k} \left(\frac{R_1}{\delta}\right)}$$

wobei in der Regel $k = 1$ gesetzt werden darf.

9. Umfangsgeschwindigkeit des Rades:

$$v_1 = \frac{U}{2 \cos \alpha}$$

10. Vortheilhafteste Anzahl der Umdrehungen des Rades in einer Minute:

$$n = 9{\cdot}548 \frac{v_1}{R_1}$$

11. Anzahl der Radschaufeln:

$$i = 35 + 50 R_1$$

Von diesen Regeln sind 1, 2, 5, 6, 11 nach gut ausgeführten Tangentialrädern aufgestellt worden, die übrigen dieser Regeln sind Ergebnisse unserer Theorie.

Was den Nutzeffekt dieser Tangentialräder anbelangt, so kann derselbe auf rationellem Wege nicht herausgerechnet werden. Nach unseren Rechnungen ist es allerdings möglich, den Bedingungen des absolut besten Effektes zu entsprechen, allein unsere Rechnungen setzen voraus, dass keinerlei Störungen in der Bewegung und Wirkung des Wassers vorkommen, und diese Voraussetzung kann in der Wirklichkeit niemals erfüllt werden. Die Tangentialräder sind nun einmal Partial-Turbinen, das Wasser füllt die Radkanäle nicht vollkommen aus, es sprüht theilweise durch das Rad, und kann daher nur eine unvollkommene Wirkung hervorbringen. Ganz verlässliche Versuche über die Leistungen von ausgeführten Tangentialrädern kenne ich nicht. In der Umgebung von Karlsruhe in den grossen Fabriken zu Ettlingen sind mehrere von *Escher Wyss & Comp.* in Zürich erbaute, und in der That meisterhaft gearbeitete Tangentialräder im Gange. Mit einem dieser Tangentialräder wurden von Herrn *Gross,* Konstrukteur in der Maschinenfabrik zu Karlsruhe, Bremsversuche angestellt, dabei wurde ein Nutzeffekt von 65 bis 70 Prozent gefunden, und dieses Güteverhältniss blieb bei sehr veränderlichem Wasserzufluss ziemlich konstant. Diese günstigen Ergebnisse scheinen mir nicht nur aus theoretischen Gründen unwahrscheinlich zu sein, sondern auch mit der wiederholt gemachten Erfahrung im Widerspruch zu stehen, dass gewöhnliche Turbinen einen auffallend ungünstigen Effekt liefern, wenn sie nur theilweise gefüllt arbeiten. Sollten sich diese günstigen Leistungen der Tangentialräder in der Folge bestätigen, so würden dieselben allerdings bei kleinen veränderlichen Wassermengen und grösseren Gefällen sehr zu empfehlen sein.

Die Praxis des Turbinenbaues. Construktive Details.

Anfertigung des Einlauf- und des Turbinenrades für eine Jonval'sche Turbine. Die Körper des Einlauf- und des Turbinenrades sind jederzeit von Gusseisen. Die Schaufeln werden ebenfalls von Gusseisen gemacht und mit dem Radkörper zusammengegossen, wenn die Metalldicke derselben 1^{cm} oder mehr, dagegen von Schmiede-

eisen, wenn dieselbe weniger als 1^{cm} beträgt. Die Räder werden mit getrockneten Sandmassen geformt. Die Tafel XII., Fig. 4, 5, 6 zeigen, wie die Einformung geschieht. a b a_1 b_1 ist eine konische Grube im Sandboden des Gieshauses. c ist eine plattenförmige Sand masse, welche auf dem Boden der konischen Grube liegt. d d ist ein ringförmiger Sandkörper. e der Sandkörper für die Höhlung der Nabe des Rades. $f f \ldots$ sind die Sandkörper, welche den Radkanälen entsprechen. Fig. 6 zeigt einen solchen Körper in Ansicht. Die unteren Theile f_1 dieser Körper bilden eine zusammenschliessende Masse und erhalten die oberen Theile freistehend. Die linke Hälfte der Fig. 5 entspricht einem Rade mit gusseisernen Schaufeln, die rechte Seite einem Rade mit Blechschaufeln. Man sieht, dass die Blechschaufeln mit ihren inneren Kanten in den ringförmigen Raum zwischen d $d \ldots$ und $f f \ldots$ eingreifen.

Diese inneren Kanten der Schaufeln sind verzinnt, so dass sie beim Giessen in den Radkörper eingelöthet werden. h ist ein innen cylindrischer, aussen konischer Sandkörper. i ein cylindrisch plattenförmiger Körper, in welchem der Einguss k angebracht wird. Die Form des Einlaufrades wird ganz auf ähnliche Weise gebildet, nur mit dem Unterschiede, dass die äussere Grundform eine konische Fläche bildet.

Zur Anfertigung der Blechschaufeln muss ein Gusskörper hergestellt werden, an welchem eine Fläche vorkommt, die mit der Form einer Schaufelfläche übereinstimmt. Die Bleche, welche die Schaufeln bilden, werden im rothglühenden Zustand gegen diese Gussform hingehämmert, wodurch sie ihre richtige Form erhalten.

Sind die Räder gegossen, so werden sie auf einer Drehbank so abgedreht, dass die äusseren Kanten der Schaufeln in der richtigen cylindrischen oder konischen Fläche liegen. Auch der Turbinenmantel wird genau ausgedreht. Der Trichter, in welchen das Einlaufrad eingesetzt wird, ist konisch auszudrehen, und zwar genau nach der Umfangsform des Einlaufrades. Der an den Trichter anschliessende Theil des Mantels ist cylindrisch auszudrehen, und zwar mit einem Halbmesser, der um den Spielraum des Rades im Mantel grösser ist, als der äussere Halbmesser des Rades.

Anfertigung des Rades für Fourneyron'sche Turbinen. Tafel XII., Fig. 7, 8, 9. Bei diesen Turbinen werden jederzeit Blechschaufeln angewendet. Die Blechschaufeln, Fig. 8, des Turbinenrades werden vermittelst kleiner parallelepipedischer Zäpfchen in zwei abgedrehte ringförmige Platten a a_1, Fig. 7, eingenietet und der untere dieser Ringe wird mit einigen Schrauben gegen den horizontalen Rand b

des gusseisernen Radkörpers geschraubt. Auf ähnliche Weise werden die Leitschaufeln des Einlaufrades in die Tellerplatte c eingenietet. Für ganz kleine Turbinen kann man die Schaufeln aus Stahlblech herstellen. Damit sich das Turbinenrad durch zufällige Einwirkungen nicht längs der Axe verstellen kann, ist es angemessen, an die Axe einen konischen Theil anzubringen, und die Radnabe entsprechend konisch auszudrehen, Fig. 9. Dies gilt sowohl für *Jonval*'sche wie für *Fourneyron*'sche Turbinen.

Zapfeneinrichtungen. Bei mehreren Turbinen, welche ausgeführt worden sind, haben sich grosse Schwierigkeiten gezeigt, den Zapfen der Axe und die Pfanne in gutem Zustande zu erhalten. Diese Schwierigkeiten zeigten sich vorzüglich bei sehr langen und starken und bei schnell sich drehenden Axen. Bei der Turbine von Langenau z. B., deren Axe 7 bis 8^m lang und 22^{cm} dick ist, und die 50 Umdrehungen per 1′ macht, musste der Zapfen mehrere mal in kurzen Zeitintervallen erneuert werden. Das Gleiche musste auch bei der Turbine von St. Blasien geschehen, deren Axe zwar weder lang noch dick ist, die aber 2300 Umdrehungen per 1′ macht.

Dagegen gibt es wiederum andere Turbinen, bei welchen die Erhaltung des Zapfens keine Schwierigkeiten machte, so z. B. ist die Turbine von Thüringen bereits mehrere Jahre im Gange, und der Zapfen hält sich immer gut, obgleich die Axe 700 Umdrehungen per 1′ macht, sie ist freilich nur 3^m lang und $0{\cdot}08^m$ dick; so ist ferner die Turbine in Ettlingen 6 Jahre in gutem Gang, ihre Axe ist 5^m lang und $0{\cdot}18^m$ dick, hat also ein bedeutendes Gewicht und macht 40 Umdrehungen per 1′.

Fourneyron, *Cadiat* und alle Konstrukteurs, welche sich mit dem Bau der Turbinen beschäftigen, verwenden auf die Konstruktion des Zapfens und der Pfanne die äusserste Sorgfalt. *Fourneyron* insbesondere wendet ein ziemlich umständliches Kanalsystem an, um das Oel zwischen die Grundfläche des Zapfens und die Bodenfläche der Pfanne zu bringen. Wenn aber nun in der That die Pfanne und der Zapfen so empfindlich sind, worin liegt wohl die Ursache? — Bei Turbinen, die mehrere Hundert, oder gar ein paar Tausend Umdrehungen per 1′ machen, liegt wohl der Grund höchst wahrscheinlich in der grossen Geschwindigkeit, aus der bei einiger Pressung zwischen Zapfen und Pfanne eine heftige Erhitzung entstehen kann. Bei Turbinen, die Hundert oder weniger Umdrehungen machen, haben die Axen gewöhnlich ein bedeutendes Gewicht, zwischen Zapfen und Pfanne ist daher ein starker Wechseldruck vor-

handen, welcher allerdings für die Dauerhaftigkeit derselben nachtheilig wirkt, der aber doch nicht als die alleinige Ursache angesehen werden kann, weshalb auch die Zapfen dieser langsam gehenden Turbinen empfindlich sein sollen, denn bei den aufrechten oft durch sechs Etagen gehenden Wellbäumen der Spinnereien ist der Druck des unteren Zapfens gegen die Pfanne enorm und weit grösser, als bei irgend einer Turbine, und doch halten sich jene Zapfen und Pfannen, obgleich sie ganz einfach konstruirt sind und in der Regel nicht kontinuirlich geschmiert werden, 8 bis 10 Jahre.

In zweifacher Hinsicht befinden sich aber die Zapfen der Spinnereien unter günstigeren Umständen, als die Turbinenzapfen. Jene sind nämlich nicht unter Wasser und das Oel wird unmittelbar in die Pfanne gebracht, diese dagegen drehen sich unter Wasser und das Oel muss durch eine lange Röhre der Pfanne zugeführt werden. Ist das Wasser nicht ganz rein, enthält es z. B. feinen scharfen Kiessand, und kommt dieser in die Pfanne, so kann dadurch eine sehr nachtheilige Wirkung auf Zapfen und Pfanne entstehen. Wenn sich ferner bei der Turbine die Schmierröhre durch Unreinigkeiten verstopft, oder wenn in derselben im Winter das Oel stockt, so wird kein Oel dem Zapfen zugeführt, und dann müssen sich Zapfen und Pfanne zu Grunde arbeiten.

Aus diesen Betrachtungen ergeben sich für die Konstruktion der Zapfen und Pfannen für Turbinen folgende Regeln, bei deren sorgfältiger Beachtung auf eine lange Dauer gerechnet werden kann.

1. Man mache die Axe der Turbine so kurz als möglich und nicht stärker, als es für die Torsionsfestigkeit derselben nothwendig ist. Die Turbinenaxe durch mehrere Etagen eines Gebäudes in der Absicht in die Höhe zu führen, um eine einfache Transmission zu erhalten, muss als eine fehlerhafte Anordnung angesehen werden, weil bei derselben der Druck des Zapfens auf die Pfanne sehr gross ausfällt.
2. Man mache den Durchmesser des Zapfens nicht viel kleiner, als jenen der Welle, denn kleine Zapfen, die sich schnell drehen und ziemlich stark gegen die Pfanne drücken, greifen dieselbe jederzeit an. Die Zapfen der aufrechten Wellen in den Spinnereien werden immer sehr gross gemacht, und gewiss ist in diesem Umstande die Ursache zu suchen, weshalb sich diese Zapfen bei dem ungeheuren Totaldruck, welchen sie auszuhalten haben, so gut halten.
3. Man richte die Grundfläche des Zapfens und die Bodenfläche der Pfanne so ein, dass das Oel zwischen beide Flächen eindringen, und nachdem es daselbst einige Zeit verweilt hat,

wiederum abfliessen kann. Bei dieser Einrichtung werden Zapfen und Pfanne nicht nur kontinuirlich geölt, sondern auch fort und fort gereinigt.

4. Man nehme zum Schmieren reines Nussöl und nicht Olivenöl, weil ersteres einen viel tieferen Gefrierpunkt hat, als letzteres, und untersuche fleissig den Zustand der Schmierröhre.
5. Man sorge dafür, dass nicht leicht Wasser zwischen Zapfen und Pfanne kommen kann.

In meinem grösseren Werke über Turbinen findet man auf Tafel I. und Tafel XII. verschiedene Zapfeneinrichtungen dargestellt und beschrieben, hier begnüge ich mich, nur zwei von diesen Einrichtungen zu beschreiben.

Tafel XII., Fig. 10 ist eine Anordnung, die ich schon in den früheren Auflagen der Resultate für den Maschinenbau angegeben, und in den „Prinzipien des Maschinenbaues" beschrieben und beurtheilt habe. Am unteren Ende der Welle sind zwei Gehäuse vorhanden. Das innere mit einer Stopfbüchse versehene Gehäuse b umfasst die Welle und ist mit Oelfurchen versehen, durch welche die Umfangsfläche der Axe eingefettet wird. Das äussere Gehäuse c umschliesst das innere, ist unten, sowohl aussen als innen, halbkugelförmig gebildet, und enthält eine halbkugelförmige Zapfenunterlage d, auf welcher der Zapfen der Welle aufsitzt. Dieses äussere Gehäuse sitzt in einer halbkugelförmigen Höhlung e, die durch mehrere Arme mit dem Turbinenmantel befestiget ist. Das Oel wird durch ein Röhrchen g zugeleitet, gelangt zunächst in die an der inneren Wand des Gehäuses b angebrachten vertikalen Furchen, wodurch der Zapfenumfang eingefettet wird, dringt hierauf zwischen die Grundfläche des Zapfens und der oberen Ebene der Unterlage d ein, zu welchem Behufe in diese Ebene eine Querfurche angebracht ist, und fliesst zuletzt durch die vertikalen Durchbohrungen der Unterlage und der Gehäuse und durch das Röhrchen h ab.

Bei dieser Einrichtung muss unter allen Umständen eine gleichförmige Vertheilung des Druckes sowohl an der Grundfläche wie an der Umfangsfläche des Zapfens eintreten, und eine fehlerhafte Aufstellung ist hier so zu sagen nicht möglich.

Tafel XII., Fig. 11 ist eine Konstruktion eines *Fontain*'schen Ueberwasserzapfens. a ist die Tragstange; b das Rohr, an welches das Turbinenrad gekeilt wird; c c eine Kappe, welche das Röhrenende verschliesst und auf dasselbe durch mehrere Schrauben befestigt ist. Diese Kappe enthält den halbkugelförmigen Körper d, der mit seiner unteren ebenen Fläche auf der oberen

Fläche des in die Tragstange eingesetzten Zapfens e aufliegt und sich darauf herumdreht. Das Oel wird aus dem Behälter f durch eine Durchbohrung nach der Berührungsfläche der Körper d und e geleitet. Das Transmissionsrad g ist an die Röhre b gekeilt und diese selbst wird durch ein in der Zeichnung nicht angedeutetes Halslager in vertikaler Richtung erhalten.

Einrichtungen zur Regulirung des Wasserzuflusses. Die Voll-Turbinen geben bei reichlichem und konstantem Wasserzufluss recht gute Effekte. Aber so wie der Wasserzufluss zur vollständigen Füllung der Turbine nicht mehr ausreicht, wird man gezwungen, an einer oder an mehreren Stellen die Querschnitte der Oeffnungen, welche das Wasser durchströmt, zu verkleinern, und dadurch entstehen in der Regel entweder Unregelmässigkeiten, Störungen oder Hemmungen in der Bewegung des Wassers, oder fehlerhafte Querschnittsverhältnisse, wodurch, wie die Theorie und die Erfahrung beweiset, das Güteverhältniss dieser Turbinen beträchtlich abnimmt. Es ist dies eine sehr fatale schwache Seite der Turbinen, von welcher die Wasserräder ganz frei sind, denn diese geben in der Regel (und insbesondere die oberschlächtigen Räder) bessere Effekte bei schwachem als bei reichem Wasserzufluss.

In dem grösseren Turbinenwerke sind auf Tafel 8 verschiedene Einrichtungen zur Regulirung des Wasserzuflusses abgebildet. Die meisten derselben sind weiter nichts als Einrichtungen, durch welche die Kanäle des Einlaufrades je nach dem Wasserzufluss mehr oder weniger geschlossen oder verstopft werden können, wodurch eigentlich die Voll-Turbinen in Partial-Turbinen verwandelt werden und ihr Güteverhältniss geschwächt wird. Nur eine von den auf Tafel 8 dargestellten Anordnungen beruht auf richtigen Grundsätzen und diese wollen wir hier beschreiben.

Tafel XII., Fig. 12. Wir haben gefunden, dass eine Turbine nur dann einen günstigen Effekt geben kann, wenn die Ausströmungsöffnungen am Einlaufrad und am Turbinenrad in einem gewissen konstanten Verhältniss stehen. Der Effekt wird also noch gleich günstig bleiben, wenn man sowohl die einen als auch die andern Ausströmungsöffnungen in solcher Weise veränderlich macht, dass dieses Verhältniss konstant bleibt. Auf diesem Grundsatz beruht die in Fig. 12 angedeutete Regulirung. Die Schaufeln des Einlaufrades und des Turbinenrades sind oben schneidig, unten dagegen ziemlich dick. An der untern Ebene des Einlaufrades ist eine Drehscheibe angebracht, die ringsum mit Oeffnungen von einer

solchen Form versehen ist, dass dieselben genau die Fortsetzungen der Kanalflächen bilden, wenn die Scheibe so gestellt wird, wie Fig. 12 zeigt. Wird dagegen diese Drehscheibe gegen das Einlaufrad etwas gedreht; so werden die Ausströmungsöffnungen des Einlaufrades verengt. Eine ganz ähnlich konstruirte Drehscheibe ist auch am Turbinenrad angebracht und dreht sich mit demselben, kann aber gegen dasselbe etwas verstellt werden, so dass auch die Ausströmungsöffnungen des Turbinenrades innerhalb gewisser Grenzen stetig verkleinert werden können. Bringt man einen in der Zeichnung nicht angedeuteten Mechanismus an, durch welchen die beiden Drehscheiben gleichzeitig und um gleich viel gegen die beiden Räder verstellt werden können, so erhält man eine Regulirung, bei welcher das Verhältniss der Ausströmungsöffnungen an den beiden Rädern nahe konstant bleibt. Ich habe eine solche Regulirung schon im Jahr 1846 bei einem Turbinenmodell in grösserem Maassstabe angebracht. Die Herren *André Köchlin* in Mühlhausen haben für diese Regulirung Patente genommen, gewiss ohne von der Existenz meines Modelles etwas zu wissen. Dem Prinzip nach ist dieses sicherlich eine ganz richtige Regulirung, allein eine ganz tadellose Realisirung derselben ist doch nicht vorhanden, denn wenn die Drehscheiben so gestellt werden, dass die Ausströmungsöffnungen theilweise maskirt werden, bilden die Oeffnungen der Drehscheiben nicht mehr ganz stetige Fortsetzungen der Radkanäle, sondern es kommen Ecken und leere Stellen vor.

Schützenaufzüge. Die eigentlich nur zur Abstellung und Ingangsetzung tauglichen Turbinenschützen sind meistens ringförmig. Das Heben und Senken derselben geschieht durch Parallelbewegungen. Einige derselben wollen wir beschreiben.

Tafel XIII., Fig. 1. ist ein Schützenzug, bei welchem der von *Cadiat* erfundene, Band I., Seite 354, beschriebene Kurbel-Mechanismus angewendet ist. a ist der Ringschützen. b b b b vier an denselben angebrachte Schraubenmuttern. c c c c vier Stangen mit eingeschnittenem Gewinde. Diese Stangen werden oben an der Turbinenbrücke so gehalten, dass sie sich drehen können, aber längs ihrer Richtung nicht verschiebbar sind. Jede Stange ist mit einer Kurbel d d d d versehen. Dieselben sind parallel gestellt und über ihre Zapfen ist ein Ring oder Kreuz e gestekt. Wird eine dieser Kurbeln gedreht, so wird ihre Bewegung durch die drei andern identisch nachgeahmt, wodurch der Ringschützen in paralleler Lage aufwärts und niederwärts geschraubt wird.

Fig. 2 ist ein Ringschützen mit Hebelwerk. a der Schützen.

b b b b vier Stangen, welche unten in vier am Schützen angebrachte Zapfen c c c c, oben an den Enden von vier Hebeln d d d_1 d_1 eingehängt sind. Die Hebel d d sind an einer Axe e, die Hebel d_1 d_1 an einer zweiten Axe e_1 befestigt. Diese Axen befinden sich in ungleicher Höhe, so dass sie sich nicht begegnen und liegen in Lagern, die in der Zeichnung nicht angedeutet sind; wird eine dieser Axen, z. B. e_1, vermittelst eines Hebels f_1 gedreht, so gehen die vier Stangen b b b b um gleich viel aufwärts oder abwärts, und heben oder senken den Schützen a so, dass er stets zu sich selbst parallel bleibt.

Fig. 3 ist ein Schützenzug mit Zahnstangen und Rädern. a der Schützenzug. b b b_1 b_1 vier in denselben eingehängte, oben mit Verzahnungen versehene Stangen. c c_1 zwei in ungleicher Höhe angebrachte, auf der Brücke der Turbine gelagerte Axen. d d zwei mit c verbundene Getriebe, die mit ihren Zähnen in die Verzahnungen von b und b eingreifen. d_1 d_1 zwei mit c_1 verbundene Getriebe, die mit ihren Zähnen in die Verzahnungen von b_1 und b_1 eingreifen. Wird die Axe c vermittelst der Kurbel e gedreht, so geht der Schützen a in horizontaler Stellung aufwärts oder abwärts. Diese Anordnung ist sehr einfach und fast in allen Fällen anwendbar.

Die Wasserkästen. Die Turbinenmäntel aller Niederdruck-Turbinen werden in den Boden eines hölzernen Wasserkastens eingelassen, der das Ende des Zuflusskanales bildet. Ein Beispiel wird zur Erklärung der Konstruktion dieser Wasserkästen genügen.

Tafel XIII., Fig. 4. a Ende des Zuflusskanals. b Anfang des Abflusskanals. c der Wasserkasten. Der Boden desselben besteht aus einem Balken-Rahmenwerk, in welches Bretter so eingelegt sind, dass sie durch den Druck des Wassers gegen ihre Auflagen auf die Balken des Rahmenwerkes angepresst werden, somit bei jedem Druck verschliessen. Die drei Wände des Wasserkastens werden durch Bretter gebildet, die in vertikale Säulenhölzer eingelegt sind. Auf diesen Säulen liegt ein zweites mit Brettern belegtes Rahmenwerk, das eine Brücke bildet, die den Lagerstuhl für die Axen trägt. d ist ein Leerlauf, um das Wasser aus dem Zuflusskanal a direkt in den Abflusskanal leiten zu können, wenn die Turbine abgestellt werden soll. e ist ein mit einem Aufzug versehener Schützen. Wird derselbe niedergelassen, so ist die Kommunikation zwischen a und b aufgehoben und jene zwischen a und c hergestellt. Die Turbine ist dann im Gang. Wird e aufgezogen, so ist die Kommunikation zwischen a und b hergestellt, jene zwi-

schen a und c aufgehoben. Die Turbine ist dann abgestellt. Der Boden *f f* des Abflusskanals unter dem Wasserkasten muss entweder durch eine Betonirung oder durch einen bedielten Pfahlrost gegen die aufwühlende Kraft des aus dem Turbinenrade wirbelnd austretenden Wassers geschützt werden. Wenn die Pfanne des Turbinenzapfens durch einen auf den Boden *f* gestellten Pfannenträger getragen werden soll, muss dieser entweder auf einen in den Boden eingesenkten Quaderblock oder auf mehreren in den Boden eingerammten Pfählen gelegt und angeschraubt werden. Besser ist es aber, diesen Pfannenstuhl ganz wegzulassen und den Pfannentopf durch gusseiserne Arme mit dem Turbinenmantel zu verbinden, weil auf diese Weise eine ganz solide relative Verbindung der Pfanne mit dem Mantel, unabhängig von dem Holzbau, erzielt werden kann.

Bei grösseren Turbinenanlagen mit mehreren Turbinen werden die Tragbalken des Wasserkastens und jene der Brücke, welche die Lagerstühle zu tragen haben, aus Eisen hergestellt. Eine derartige, äusserst solide, aber auch sehr kostspielige Konstruktion findet man bei der grossen Turbinenanlage in der Spinnerei nächst Bamberg angewendet. Es sind vier Turbinen vorhanden, jede zu 150 Pferdekräften Nutzeffekt. Die Grenzen unseres Werkes erlauben uns nicht, in eine Darstellung und Beschreibung von solchen grösseren Anlagen einzugehen.

Vergleichung der Turbinen mit den Wasserrädern.

Nachdem wir nun die Wasserräder und Turbinen für sich betrachtet haben, müssen wir sie auch im Verhältniss zu einander in's Auge fassen, denn erst dadurch wird sich der wahre Werth dieser Maschinen herausstellen, werden die Vortheile und Nachtheile derselben zum Vorschein kommen, und wird es endlich möglich werden, die Frage zu beantworten, ob unter gegebenen Umständen die eine oder die andere dieser Maschinen gewählt werden soll.

Vergleichen wir zuerst die beiden Arten von Maschinen hinsichtlich des Nutzeffektes, welchen sie bei verschiedenen Gefällen zu entwickeln vermögen.

Das Verhältniss zwischen dem Nutzeffekt und dem absoluten Effekt der Wasserkraft nimmt, wenn das Gefälle wächst, bei den Wasserädern zu, bei den Turbinen dagegen nimmt es ab. Bei kleinen Gefällen geben die Turbinen, bei grossen Gefällen die Wasserräder (so weit sie anwendbar sind) bessere Effekte, bei mittleren Gefällen leisten die einen so viel wie die andern.

Veränderungen im Wasserzufluss haben bei den Wasserrädern nur einen sehr geringen, bei den Turbinen aber einen sehr bedeutenden nachtheiligen Einfluss auf die Prozente des Nutzeffektes.

Bei veränderlichem Wasserzufluss sind daher die Turbinen gegen die Wasserräder hinsichtlich des Nutzeffektes im Nachtheil.

Veränderungen im Gefälle haben bei den Turbinen (vorausgesetzt, dass sie selbst beim niedrigsten Stand des Wassers im Abflusskanal ganz getaucht sind) keinen Einfluss auf die Prozente des Nutzeffektes, wohl aber auf die Geschwindigkeit, mit welcher sich das Rad bewegen muss, um bei jedem Wasserstand den grösstmöglichen Effekt geben zu können.

Veränderungen im Gefälle haben im Allgemeinen einen nachtheiligen Einfluss auf den Nutzeffekt der Wasserräder. Dieser Einfluss ist jedoch nur bei kleinen Gefällen von Bedeutung, weil nur bei diesen die Veränderungen des Gefälles im Vergleich zum totalen Gefälle beträchtlich sind. Aendert sich nur allein das Gefälle, der Wasserzufluss aber nicht, so sind die Turbinen gegen die Wasserräder hinsichtlich des Nutzeffektes im Vortheil. Gewöhnlich ist aber mit einer Abnahme des Gefälles eine Zunahme des Wasserzuflusses verbunden, und dann kann man bei einem Wasserrade die Effektverminderung, welche durch die Aenderung des Gefälles entsteht, wiederum aufheben, indem man dem Rade eine grössere Wassermenge zuleitet.

Wenn also Gefälle und Wasserzufluss gleichzeitig veränderlich sind, und zwar in der Art, dass die Wassermenge wächst, wenn das Gefälle abnimmt und umgekehrt, so sind hinsichtlich des Effektes die Wasserräder im Vortheil.

Eine Aenderung im Gefälle hat übrigens nur bei dem unterschlächtigen und bei dem Ponceletrade einen Einfluss auf die vortheilhafteste Geschwindigkeit, bei allen übrigen Rädern aber, bei welchen das Wasser grösstentheils durch sein Gewicht wirkt, ist die vortheilhafteste Geschwindigkeit unabhängig von kleinen Gefälländerungen.

Die Geschwindigkeit des Ganges kann sowohl bei den Wasserrädern als auch bei den Turbinen ziemlich stark von derjenigen abweichen, welche dem Maximum des Nutzeffektes entspricht, ohne dass dadurch der letztere merklich kleiner wird. Die Geschwindigkeit kann bei beiden ohne merklichen Nachtheil um ein Viertel von der Normalgeschwindigkeit grösser oder kleiner werden, als diese letztere ist.

Die Konstruktionselemente können bei den Wasserrädern ohne merklichen Nachtheil für den Effekt sehr stark von denjenigen ab-

weichen, welche dem vortheilhaftesten Effekt entsprechen. Bei den Turbinen dagegen müssen jene Elemente sehr genau nach dem Gefälle und nach der Wassermenge berechnet werden, wenn der Effekt günstig ausfallen soll. Die ersteren dieser Maschinen sind daher weit leichter gut anzuordnen, als die letzteren.

Wenn der Widerstand der zu betreibenden Arbeitsmaschine konstant ist, gewähren die Turbinen einen höheren Grad von Gleichförmigkeit der Bewegung als die Wasserräder, und insbesondere einen höheren als die hölzernen. Das Umgekehrte findet statt, wenn die Widerstände, wie z. B. bei Walzwerken, sehr veränderlich sind, indem bei den Wasserrädern die in ihrer Masse enthaltene lebendige Kraft gross, bei den Turbinen aber klein ist. Dieser Nachtheil der Turbinen kann zwar durch Anwendung eines Schwungrades beseitiget werden, allein die Veränderungen in der Geschwindigkeit fallen doch, wenn der Widerstand veränderlich ist, bei den Wasserrädern kleiner aus als bei den Turbinen, weil bei den ersteren der Wasserzufluss bedeutend variiren kann, bei den letzteren aber nicht. Im Allgemeinen sind also bei Maschinen mit veränderlichen Widerständen die Wasserräder den Turbinen vorzuziehen.

Die bisherigen Vergleichungen hinsichtlich des Nutzeffektes bezogen sich auf die Kraftmaschine selbst; die Leistung einer Maschinenanlage muss aber nach dem Effekt beurtheilt werden, welcher auf die Arbeitsmaschinen übertragen wird, wir müssen daher auch die Effektverluste betrachten, welche durch die Transmission verloren gehen.

Um diese Verluste zu beurtheilen, muss man berüksichtigen:

1) dass bei zwei gleich langen und gleich stark (gleichviel, ob in's Schnelle oder in's Langsame) übersetzenden Transmissionen die durch Reibung entstehenden Effektverluste gleich gross, die durch Stösse und Vibrationen entstehenden Effektverluste aber bei der schneller gehenden, mithin leichteren Transmission etwas grösser ausfallen, als bei den stärkeren und langsamer gehenden.

Da in der Regel die Wahl der Maschinen keinen Einfluss hat auf die Länge der Transmission, so können wir, um die Vergleichung zu vereinfachen, diese Länge unberücksichtigt lassen, und nur allein die Uebersetzung und die Schnelligkeit des Ganges in Betrachtung ziehen.

2) Muss man berücksichtigen, dass die Wasserräder im Allgemeinen einen langsamen, die Turbinen aber einen schnellen Gang haben, und dass dieser mit dem Gefälle bei den ersten ab-, bei den letzteren aber bedeutend zunimmt.

Hieraus folgt, dass in der Regel hinsichtlich des in Rede ste-

henden Effektverlustes für langsam gehende Arbeitsmaschinen (z. B. für grössere Pumpwerke) eine Wasserradtransmission, für schnell gehende Arbeitsmaschinen eine Turbinentransmission vortheilhafter ausfallen wird. Muss aber mit der ersteren dieser Transmissionen eben so viel in's Schnelle als mit der letzteren in's Langsame übersetzt werden, so erschöpfen beide ungefähr gleich viel Effekt.

Meistens haben aber die Arbeitsmaschinen einen schnellen Gang, der Vortheil ist daher hinsichtlich des Effektverlustes, den die Transmission verursacht, auf Seite der Turbinen.

Vergleichen wir nun die Wasserräder mit den Turbinen hinsichtlich der Kosten des Wasserbaues der Maschinen und der Transmission.

Der Wasserbau, d. h. der Bau zur Fassung und Leitung des Wassers, ist bei kleineren und mittleren Gefällen für Turbinen wie für Wasserräder ganz gleich, ist aber das Gefälle gross, so wird das Wasser den ersteren in einer Röhrenleitung, den letzteren aber in einer offenen hölzernen oder gemauerten Kanalleitung zugeführt. Die Kosten dieser beiden Leitungen sind im Allgemeinen nur wenig verschieden, wir können daher die Anlagen eines Wasserrades und eines Turbinenbetriebes hinsichtlich der Kosten des Wasserbaues gleich stellen.

Die Kosten der Anschaffung und Aufstellung der Maschinen nehmen für eine Pferdekraft Nutzeffekt bei den Wasserrädern mit dem Gefälle und mit der Wassermenge etwas zu, bei den Turbinen dagegen nehmen sie ab, wenn das Gefälle wächst. Die ersteren sind daher vorzugsweise für kleinere, die letzteren vorzugsweise für grössere Gefälle ökonomisch vortheilhaft.

Für Gefälle bis zu 2^m, die Wassermenge mag nun gross oder klein sein, so wie auch für Gefälle von 2 bis 6^m und einem Wasserzufluss bis zu $0{\cdot}25^{Kbm}$ kostet eine Turbine so viel, als ein eisernes Rad, mithin mehr als ein hölzernes Wasserrad. Für Gefälle von 2 bis 6^m und grössere Wasserquantitäten, so wie auch für Gefälle über 6^m, die Wassermenge mag gross oder klein sein, kostet eine Turbine bedeutend weniger als ein Wasserrad.

Die Anschaffungskosten der Transmission sind, wenige Fälle abgerechnet, bei Turbinen geringer, als bei Wasserrädern; denn in den meisten Fällen haben sowohl die Arbeitsmaschinen als auch die Turbinen grosse Geschwindigkeiten, sie erfordern also in der Regel wenig Uebersetzungen und bei der grossen Geschwindigkeit aller Theile der Transmission fallen die Querschnittsdimensionen und daher auch die Gewichte derselben um ein Namhaftes kleiner aus, als für Wasserräder.

Die Herstellung der Radstube und der Bau für die Aufstellung der Maschine kostet bei kleinen Gefällen für beide Maschinen ungefähr gleich viel; in dem Maasse aber, als das Gefälle grösser wird, nehmen diese Kosten für die Turbine ab und für das Wasserrad zu, so dass sie für Gefälle, die grösser als 12^m sind, bei der ersteren sehr unbedeutend ausfallen, bei der letzteren dagegen sehr hoch zu stehen kommen.

Schlamm, Sand, Eisstücke, Baumzweige und Blätter, so wie andere im Wasser oftmals enthaltene Körper können nicht leicht den Gang und die Wirkung eines Wasserrades stören, eine Turbine dagegen verträgt nur reines Wasser. Die Störungen, welche die im Wasser befindlichen Körper verursachen, sind übrigens nur bei kleineren Turbinen von Bedeutung, denn bei den grösseren sind die Kanäle des Leit- und Turbinenrades schon so weit, dass kleinere Körper durchkommen können. Bei kleinen Turbinen werden aber die Kanäle durch Baumblätter, Holzspähne etc. sehr leicht verstopft, und wenn die Maschine nicht in der Art gebaut ist, dass man sie mit Leichtigkeit und ohne Zeitverlust oftmals reinigen kann, so ist an eine gleichförmige Fortwirkung der Maschine nicht zu denken.

Das Wasser ist in der Regel rein in Gegenden, in welchen Nadelholzwaldungen, dagegen unrein, da wo Laubholzwaldungen vorherrschend sind. Kleine Turbinen sind daher für Gegenden mit Laubholzwaldungen nicht zu empfehlen.

Was die Dauerhaftigkeit betrifft, so sind die Turbinen den eisernen Wasserrädern gleich zu stellen; wie es sich mit der Dauerhaftigkeit der hölzernen Wasserräder verhält, ist schon an mehreren Orten gesagt worden.

Nachdem wir die Wasserräder in den verschiedenen Hinsichten mit den Turbinen verglichen haben, bleibt uns noch die wichtige Frage zu beantworten übrig, in welchen Fällen zur Benutzung einer Wasserkraft ein hölzernes Wasserrad, in welchen ein eisernes, und in welchen eine Turbine gewählt werden soll. Erschöpfend kann diese Frage nicht beantwortet werden, denn die Zahl der möglichen Kombinationen von den verschiedenen Umständen, welche für und gegen den Bau einer jeden von diesen Maschinen sprechen, ist ausserordentlich gross und das Gewicht jedes einzelnen Umstandes kann im Allgemeinen nicht ermittelt werden. In den meisten Fällen wird man aber eine ziemlich richtige Wahl treffen, wenn man nur die zwei wichtigsten von den zu berücksichtigenden Umständen, nämlich: 1) die Grösse des Baukapitals, welches für ein Unternehmen verwendet werden darf und kann und 2) die Grösse und Beschaffenheit der disponibeln Wasserkraft in Erwägung zieht,

und unter dieser Voraussetzung glaube ich nach reiflicher Ueberlegung für die Wahl der Maschine die Vorschrift empfehlen zu dürfen, welche die folgende Tabelle enthält.

In derselben bedeutet der Kürze wegen:

K das Baukapital, welches verwendet werden kann oder darf.

H und Q das Gefälle und der Wasserzufluss in einer Sekunde.

$N_a > N_n$ es sei die disponible Wasserkraft bedeutend (etwa zweimal) so gross als der zum Betriebe erforderliche Nutzeffekt.

$N_a = N_n$ es sei die disponible Wasserkraft nur bei sehr vortheilhafter Benutzung zum Betriebe der Maschinen hinreichend.

Vorschrift für die Wahl der Maschine.

Ist das Gefälle und die Wassermenge		so soll gewählt werden		
		ein hölzernes Rad	ein eisernes Rad.	eine Turbine
nicht über 2^m	gross oder klein	wenn K klein	1) wenn K gross, H und Q constant, $N_a > N_n$ 2) wenn K gross, H und Q veränderlich,	wenn K gross, H und Q constant, $N_a = N_n$
zwischen 2^m und 6^m	nicht grösser als $0{\cdot}3^{Kbm}$	wenn K klein	wenn K gross	niemals
zwischen 2^m und 6^m oder zwischen 6^m und 12^m	grösser als $0{\cdot}3^{Kbm}$ oder gross oder klein	wenn K klein und $N_a = N_n$	wenn K gross und $N_a = N_n$	wenn K gross, und $N_a > N_n$
grösser als 12^m	gross oder klein	niemals	niemals	jederzeit

II. Theil.

DIE WÄRME

UND

DEREN TECHNISCHE BENUTZUNG.

VIERTER ABSCHNITT.

Mechanistische Wärmetheorie.

Die Wärmelehre der Physiker. Die Physiker haben die Erscheinungen und Wirkungen, welche die Wärme hervorbringt, nach allen Seiten hin durch Beobachtungen und Experimente verfolgt. Sie haben diese Erscheinungen und Wirkungen auch der Quantität nach bestimmt, so dass wir nun ein ganzes Heer von Zahlen besitzen, durch welche die Wärmewirkungen gemessen werden können. Auch fehlt es nicht an einer reichhaltigen Nomenklatur zur Benennung all der verschiedenen charakteristischen Vorgänge. Allein die Anschauungen und Begriffe fehlen in dieser Wärmelehre der Physiker gänzlich. Ihre Benennungen sind nur Schalle, bei denen man sich nichts vorzustellen weiss. Man spricht von Temperatur, Wärmecapazität, von fühlbarer oder gebundener oder latenter Wärme, von Wärmeleitung und Wärmestrahlung, von Reflektion und Brechung der strahlenden Wärme, von Emission und Absorbtion, von Transmission und Zerstreuung, von Polarisation, Interferenz und Beugung u. s. f., endlich spricht man in neuerer Zeit vielfach den Satz aus, Wärme sei Arbeit und einer Wärmeeinheit entspreche ein mechanisches Aquivalent von so und so viel Kilogrammmetern. Allein all diese Benennungen deuten nur auf gewisse äussere Erscheinungen hin, die man durch gewisse Operationen hervorrufen kann; über das innere Wesen dessen, was diese Vorgänge bedingt, ist damit nicht das Geringste ausgesprochen. Kurz, die Wärmelehre der Physiker steht noch ganz im Gebiet der Empirie und Induktion, befriedigt daher eben so wenig in wissenschaftlicher Hinsicht, als für die praktisch-technischen Bedürfnisse. Man ist in einer misslichen Lage, wenn man es mit einem ganz

unbekannten Naturwesen zu thun hat, wenn man es beherrschen und für wissenschaftliche wie praktische Zwecke nutzbar machen will. Man steht diesem verborgenen Wesen gedankenlos gegenüber oder bildet sich ganz unrichtige Vorstellungen, wie z. B. die ist, dass man bis auf die neueste Zeit geglaubt hat, dass durch die Dampfkraft die Wärme äusserst vollkommen benützt würde, und dass es sich nur noch darum handle, diese Minima's von Unvollkommenheiten, mit welchen diese Dampfmaschinen noch behaftet sind, zu beseitigen. Mit der alten Wärmelehre der Physiker steht man der calorischen Maschine so unwissend gegenüber, dass man gar keine Ahnung hat, wo das hinaus soll, nach was man streben soll. Wir können aber die Benützung der Wärme nicht aufschieben, bis die Physiker eine richtige Theorie der Wärme werden aufgefunden haben, sondern müssen uns behelfen, durch alle Mittel, die uns zu fördern im Stande sind.

Dieses theils wissenschaftliche, theils praktische Bedürfniss hat mich vor mehr als 20 Jahren angeregt, mir über das Wesen der Wärme eine bestimmte Anschauung zu bilden, die als leitender Gedanke oder als Hypothese dienen könnte, zur Erklärung der Wärmeerscheinungen, zum Verständniss und zur Verarbeitung des Thatsachen-Materials über die Wärme.

Die ersten Anfänge meiner Anschauung über das Wesen der Wärme habe ich vor 15 Jahren in einem Kreise eines wissenschaftlichen Vereins mitgetheilt. Etwas weiter fortgebildet ist dieselbe in meinem Werke dargestellt, das den Titel „Dynamidensystem“ führt. Einlässlicher will ich nun noch in Folgendem diesen Gegenstand behandeln, um für die technische Benutzung der Wärme ein leitendes Prinzip zu gewinnen.

Die Aethermedien. Meine Wärmetheorie beruht auf der atomistischen Anschauung, welche ich in den Prinzipien der Mechanik und in dem Werke über die Dynamiden erklärt habe. Nach dieser Anschauung bestehen alle Körpersubstanzen theils aus Körperatomen, theils aus Aetheratomen. Ich nehme an, dass die chemisch einfachen Stoffe kleine Körperchen enthalten (Atome), die wohl theilbar sein mögen, die man aber bis jetzt noch nicht zu theilen vermochte, die sich also bei allen physikalischen, chemischen und mechanistischen Vorgängen wie untheilbare Einheiten verhalten. Diese Atome sind träg, unterliegen der Kraft der Schwere und ziehen sich wechselseitig mit Kräften an, die nur in ganz unmessbar kleinen Entfernungen der Atome eine grosse Energie zeigen. Die Kräfte, mit welchen sich gleichartige Atome anziehen, nenne ich physika-

lische Anziehung; die Anziehungskräfte zwischen heterogenen Atomen, chemische Anziehung oder chemische Affinität.

Der Aether besteht aus Atomen, die noch viel kleiner sind als die Körperatome. Die Aetheratome sind träge, aber nicht schwer. Sie stossen sich wechselseitig ab, werden aber von den Körperatomen angezogen, und zwar mag jede besondere Art von Körperatomen gegen den Aether eine spezifische Anziehung äussern.

Im freien Weltraum, wie auch in einem sogenannten leeren Raum ist nur Aether enthalten, und zwar gleichmässig nach allen Richtungen verbreitet. Im Weltraum und im leeren Raum der Luftpumpen-Glasglocke ist die Dichte des Aethers überall gleich gross. Anders verhält es sich mit den Körpersubstanzen. Durch die Anziehung der Körperatome gegen den Aether wird derselbe um die Körperatome konzentrirt, kann also die Dichte nicht überall gleich bleiben, sondern sie muss an der Oberfläche eines Körperatoms gross, in der Mitte zwischen zwei benachbarten Atomen klein sein. Ist die Entfernung der Körperatome sehr gross, wie bei den Gasen, so werden sich um die Körper atmosphärenartige Aetherhüllen bilden, und die Räume zwischen den Hüllen werden kaum mehr Aether enthalten, als überhaupt im freien Raum enthalten ist. Ein Körperatom und die dasselbe umgebende Aetherhülle nenne ich eine Dynamide, und eine aus Dynamiden bestehende Substanz ein Dynamidensystem. Auch kann man die Anordnung des Aethers in ein solches Dynamidensystem eine dynamidische Anordnung nennen. Die Gase haben also wahrscheinlich dynamidisch angeordneten Aether.

Ist die Distanz der Atome im Vergleich zu ihren Dimensionen klein, so werden sich keine eigentlichen Aetherhüllen bilden, sondern die Dichte des Aethers wird sich von der Oberfläche eines Körperatoms an bis zum nächsten Atom hin stetig ändern. Ein solches Arrangement kann man ein periodisches nennen. Wir haben also 1) freien Aether, 2) dynamidischen Aether, 3) periodisch angeordneten Aether. Der letztere entspricht wahrscheinlich den dichten und festen Körpern. Ist der feste Körper homogen, aber nicht krystalisirt, so ist die mittlere Entfernung zweier benachbarter Atome überall und nach allen Richtungen gleich gross, ist demnach nach allen Richtungen einerlei Elastizität und einerlei Aetherdichte. Ist die Substanz krystalisirt, so sind die Atome regelmässig gruppirt und sind es auch die Aetherhüllen oder Aethergruppen. Im tessularischen Krystallsystem sind die Körperatome nach allen Richtungen gleich dicht vertheilt. Im rhomboedrischen, pyramidalen und in den vier prismatischen Systemen ist die Dichte der Nebenein-

andergruppirung der Atome nach verschiedenen Richtungen verschieden, und ist es folglich auch die Aethervertheilung.

Bewegungszustände im Aether. Der Gleichgewichtszustand einer aus Körper- und Aetheratomen bestehenden Substanz beruht nicht in einem inaktiven Nebeneinandergestelltsein der Körper- und Aetheratome, sondern das ruhige Bestehen der Substanz beruht auf einem stabilen Gleichgewichtszustand, in welchem jedes Atom seinen Ort und seine Lage in der Art zu behaupten strebt, dass eine gewisse Kraftäusserung nothwendig ist, um es aus seiner Position zu verschieben oder aus seiner Lage abzulenken, und dass es wiederum mit einer gewissen Energie in seine Gleichgewichtslage zurückzukehren strebt, so wie die äussere Kraft beseitigt wird. Wird dieser Gleichgewichtszustand gestört, so können möglicher Weise sehr verschiedene Bewegungszustände eintreten; theils in den Körperatomen, theils in den Aetheratomen. Durch sehr heftige äussere Einwirkungen kann der stabile Gleichgewichtszustand gänzlich aufgehoben werden, und dann entstehen Durcheinanderwirbelungen und Fluthungen der Atome, Auflösungen der Dynamiden und Moleküle, und dieser tumultuarische Zustand dauert so lange fort, bis wiederum Gleichgewichtszustände irgend einer Art eintreten. Durch minder heftige Einwirkungen wird dagegen der stabile Gleichgewichtszustand nicht gänzlich aufgehoben, sondern es treten nur schwingende Bewegungen der Atome um ihre Gleichgewichtspositionen herum ein.

Da wir voraussetzen, dass die Masse des Aethers einer Hülle gegen die Masse eines Körperatoms verschwindend klein ist, so werden bei schwächeren Gleichgewichtsstörungen in der Regel entweder nur die Aetheratome oder nur die Körperatome, nicht aber beide zugleich in lebhafte Bewegungen gerathen. Werden die Körperatome erschüttert, so werden zwar auch die Aetherhüllen von den Körperatomen mit fortgerissen, allein so lange der Aether nur so langsam schwingt, als die Körperatome in der Regel schwingen, kann derselbe auf unsere Sinne keine merkbare Empfindung erwecken. Wird der Aether erschüttert, so werden auch die Körperatome zu Bewegungen angeregt, allein diese Aetherschwingungen geschehen viel zu rasch, um von den Körperatomen nachgeahmt werden zu können. Daraus folgt, dass man sich oftmals erlauben darf, wenn Aetherschwingungen angeregt werden, die Körperatome, und wenn Körperatomschwingungen hervorgerufen werden, die Aetheratome als ruhend zu betrachten, wodurch die Betrachtung der dynamischen Zustände eines Doppelmediums sehr erleichtert

wird. Wir werden in der Folge die Körperatome als ruhend betrachten, wenn nicht das Gegentheil ausdrücklich ausgesprochen wird. Die Bewegungen des Aethers können sein: 1) fortlaufende Wellenbewegungen, ähnlich wie der Schall oder die Wasserwellen; 2) relative Bewegungen der Aetheratome gegen die Körperkerne. Diese letzteren können wiederum verschieden sein, und zwar a) verworrene Durcheinanderwirbelungen der Aetheratome einer Aetherhülle, b) radiale Schwingungen aller Aetheratome einer Aetherhülle gegen die Körperkerne, c) Rotationen der Aetherhüllen um die Kerne, d) Hin- und Herschwingungen der Aetherhüllen. Auf diesen verschiedenen Schwingungsweisen beruhen nach unserer Ansicht die Erscheinungen der sogenannten Imponderabilien; doch wollen wir uns hier in die Verfolgung dieser Ansicht nicht einlassen.

Es scheint, dass unter gewissen Umständen jede dieser Bewegungsweisen in jede andere übergehen kann, so dass also aus jedem dynamischen Zustand unter gewissen Bedingungen und Verhältnissen jeder andere dynamische Zustand entstehen kann, wobei aber der Anregungszustand entweder ganz verschwindet, oder doch geschwächt wird. Diese Umwandlung der dynamischen Zustände wollen wir die dynamische Metamorphose nennen. Diese allgemeinen Andeutungen über die statischen und dynamischen Zustände der Aethermedien genügen für die Verfolgung der Zwecke, die wir im Auge haben, und wir gehen nun zur Feststellung der Grundbegriffe über die Wärme über.

Temperatur. Im vollkommenen Gleichgewichtszustande mit sich selbst und mit den Körperatomen erscheint der Aether nur als der Träger eines repulsiven Prinzips. In diesem Ruhezustand können wir die Existenz des Aethers durch unsere Nerven nicht empfinden. Befindet sich dagegen der Aether in einem raschen Schwingungszustand und geht dieser in den Aether unserer Nerven über, so bringt dies eine gewisse Empfindung hervor, ähnlich wie die Luftschwingungen, wenn sie in das Gehörorgan übergehen, die Empfindung von Schall oder Ton erwecken.

Wir nehmen nun an, dass wir die Empfindung von Wärme haben, wenn der Aether unserer Nerven in der Weise schwingt, dass die Aetheratome der Aetherhüllen radiale Schwingungen gegen die Körperatome machen. Ob diese Annahme naturgemäss ist oder nicht, wird sich herausstellen, wenn es uns gelingt, die thatsächlichen Erscheinungen und Wirkungen der Wärme auf ungezwungene Weise zu erklären. Die Veranlassung zu dieser Annahme, dass die Wärme durch radiale Schwingungen des Aethers in den

Hüllen hervorgerufen wird, werden wir in der Folge besprechen, wenn von der Ausdehnung durch die Wärme die Rede sein wird. Da es uns nicht um die subjektiven Wirkungen der Wärme, sondern um die objektiven Ursachen zu thun ist, durch welche Wärmewirkungen hervorgebracht werden, so wollen wir festsetzen, dass an einem gewissen Ort irgend eines empfindenden oder nicht empfindenden Körpers Wärme vorhanden ist, wenn an diesem Ort Dynamiden vorhanden sind, deren Aether radiale Schwingungen macht. Wärme und Aether verhalten sich also zu einander wie Ton und Luft. Schwingende Luft ist Ton. Radiale Schwingungen des Aethers in der Dynamide ist Wärme. Man muss sich wohl hüten, das, was diese Schwingung hervorgerufen hat, mit der Schwingung selbst zu verwechseln. Eine solche radiale Schwingung des Aethers kann möglicher Weise durch einen Hammerschlag oder durch irgend einen beliebigen Vorgang hervorgerufen werden. Der Hammerschlag als solcher ist nicht Wärme, sondern ruft nur Schwingungen hervor, die Wärmewirkung erzeugen. Wenn wir also mit unserer Hand einen Körper befühlen und die Empfindung von Wärme erhalten, so ist es eigentlich ein Fehlschluss, wenn wir unbedingt sagen, der Körper selbst sei warm. Es könnte ja sein, dass in den Dynamiden dieses Körpers keine radialen Schwingungen, sondern dynamische Zustände anderer Art vorhanden wären, die jedoch in den Dynamiden unserer Nerven radiale Schwingungen hervorzurufen vermöchten. Den erwärmten Zustand eines Körpers können wir also mit voller Sicherheit nicht durch das Gefühl erkennen, sondern, wie wir in der Folge sehen werden, durch die Ausdehnung, die in den Körpern in Folge des erwärmten Zustandes eintritt.

Es ist nun die Frage, wodurch die Intensität eines erwärmten Zustandes, d. h. wodurch die Temperatur gemessen werden muss. Es ist natürlich, dass diese nach der Intensität des Schwingungszustandes bestimmt werden muss, dass also diese Temperatur eine Funktion der Schwingungsgeschwindigkeit ist. Um diese Funktion ausfindig zu machen, habe ich verschiedene Annahmen versucht, von denen jedoch nur Eine zu Folgerungen geführt hat, die mit den Thatsachen im Einklange sind. Diese Eine Annahme ist, dass die Temperatur durch den mittleren Werth der lebendigen Kraft eines Aetheratoms gemessen werden soll.

Nennen wir also μ die Masse eines Aetheratoms, u^2 den wahren mittleren Werth des Quadrates der Schwingungsgeschwindigkeit eines Atoms, τ die Temperatur, welche diesem Schwingungszustand

entspricht, $\mathfrak{f}$ eine gewisse konstante Zahl, deren Bedeutung sich später ergeben wird, so können wir setzen:

$$\mathfrak{f}\,T = \mu\, u^2 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Für $T = 1$ wird $\mathfrak{f} = \mu\, u^2$, d. h. die Constante $\mathfrak{f}$ bedeutet diejenige lebendige Kraft, die der Einheit der Temperatur entspricht.

Den mittleren Werth von u^2 würde man finden, wenn man die totale in der Aetherhülle enthaltene lebendige Kraft durch die Masse aller Aetheratome einer Hülle dividirte.

Um die dem Schwingungszustand entsprechende Temperatur nach Graden einer gewöhnlichen Thermometerskala auszudrücken, muss der Ausdruck (1) modifizirt werden.

Nennen wir t die der Schwingungsgeschwindigkeit u entsprechende Temperatur nach dem hunderttheiligen Thermometer, u_0 die dem Nullpunkt dieses Thermometers entsprechende Schwingungsgeschwindigkeit, so ist zu setzen:

$$\mathfrak{f}\,t = \mu\,(u^2 - u_0^2) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Wir haben schon Seite 241 erwähnt, dass der Aether in den Hüllen vier verschiedene dynamische Zustände haben kann, 1) verworrene Durcheinanderwirbelungen der Aetheratome, 2) radiale Schwingungen, 3) Rotationen der Aetherhüllen um die Kerne, 4) Hin- und Herpendelungen der Hüllen. Es ist nun die Frage, unter welchen Bedingungen und Umständen gerade die radialen Schwingungen, d. h. die der Wärme entsprechenden Schwingungen entstehen. Ganz spezielle Fälle ausgenommen, wird der Aether in den Substanzen niemals direkt in Radialschwingungen versetzt, sondern er wird überhaupt theils durch durchlaufende Wellen oder durch Schläge, die auf die Oberfläche eines Körpers ausgeübt werden oder durch heftige Zuckungen, die durch Explosionen oder durch chemische Akte entstehen, unregelmässig erschüttert. Bei all diesen Anregungen werden also die Aetherhüllen der Dynamiden zunächst in verworrene wirbelnde Bewegungen versetzt, die aber nothwendig mit der Zeit in einen regelmässigen Beharrungszustand von Schwingungen übergehen müssen und es scheint, dass der Beharrungszustand mit Radialschwingungen am leichtesten eintritt. Beharrungszustände mit rotirenden oder pendelnden Bewegungen der Hüllen dürften nur bei ganz besonderen Anregungsweisen zum Vorschein kommen. Wärmeschwingungen werden daher am häufigsten vorkommen, was mit den Thatsachen übereinstimmt, dass fast bei allen dynamischen Vorgängen Wärme auftritt.

Wärmekapazität. Wärmekapazität nennen die Physiker diejenige Wärmemenge oder Wärmethätigkeit, welche erforderlich ist, um die Temperatur der Gewichtseinheit eines Körpers um einen Grad zu erhöhen. Was unter Wärmemenge oder Wärmethätigkeit zu verstehen ist, wird nicht gesagt. Ich stelle nun den Begriff auf, dass die Wärmekapazität eines Stoffes die Anzahl der Aetheratome ist, welche in der Gewichtseinheit eines Stoffes enthalten ist. Diese Wärmekapazität will ich die rationelle, jene der Physiker die empirische nennen. Wie dieselben zusammenhängen, wird sich in der Folge zeigen.

Unser Begriff von Wärmekapazität ist jedenfalls ganz klar, und es kann nur die Frage sein, ob es angemessen ist, die Anzahl der in der Gewichtseinheit eines Stoffes enthaltenen Aetheratome mit dem Worte „Wärmekapazität" zu benennen. Es könnte nur in der Wahl des Wortes für den klaren Begriff ein Missgriff gemacht worden sein, in dem Begriff selbst aber nicht. Ob das Wort ein glücklicher Griff oder ein Missgriff ist, wird die Folge zeigen.

Das Atomvolumen nennt man den Raum, in welchem im Mittel genommen Ein Atom angetroffen wird. Man findet das Atomvolumen, wenn man das Volumen einer Substanz durch die Anzahl der darin enthaltenen Körperatome dividirt.

Nennt man:

v das Atomvolumen in dem so eben erklärten Sinne,

s das spezifische Gewicht des Stoffes, d. h. das absolute Gewicht der Volumeneinheit des Stoffes,

q das absolute Gewicht eines Körperatoms des Stoffes,

V das ganze Volumen der Substanz,

Q das totale Gewicht derselben,

so ist $\frac{Q}{q}$ die Anzahl der Körperatome des Stoffes, demnach:

$$V : \frac{Q}{q} = q \frac{V}{Q} = \frac{q}{\frac{Q}{V}} = v$$

Allein es ist auch

$$\frac{Q}{V} = s, \text{ demnach wird } v = \frac{q}{s} \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

Man findet also das Atomvolumen, wenn man das absolute Gewicht des Atoms durch das spezifische Gewicht der Substanz dividirt.

Allein die absoluten Gewichte der Atome der Stoffe sind nicht bekannt, sondern nur die relativen Gewichte. Dividirt man also die

sogenannten chemischen Atomgewichte durch die spezifischen Gewichte, so erhält man Zahlen, die zwar nicht gleich sind den Atomvolumen, die sich jedoch zu einander verhalten wie die wahren Atomvolumen.

Dichte des Aethers. Dichte des Aethers nenne ich die Anzahl der Aetheratome, welche in der Volumeneinheit eines Stoffes enthalten ist.

Nennen wir Δ diese Dichte, c die Anzahl der Aetheratome, welche in der Gewichtseinheit des Stoffes enthalten ist (die rationelle Wärmekapazität), s das spezifische Gewicht des Stoffes, so ist

$$\Delta = c\,s \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Diese rationellen Kapazitäten sind nicht bekannt, sondern nur die empirischen. Die Produkte aus den empirischen Wärmekapazitäten in die spezifischen Gewichte werden demnach Zahlen liefern, die nicht gleich, wohl aber proportional sind den Aetherdichten. Bei Gasen müssen aber die empirischen Wärmekapazitäten bei constantem Volumen in Rechnung gebracht werden, weil nur diese unserer rationellen Wärmekapazität entsprechen. Die Tafel Seite 247 zeigt, dass das Produkt $\mathfrak{C}_1\,s$ aus der empirischen Wärmekapazität der Gase und ihrer spezifischen Gewichte konstant ist, wenigstens sind die Differenzen der Zahlen so klein, dass man dieselben wohl der ungenauen Bestimmung der Wärmekapazitäten zuschreiben kann. Daraus folgt also, dass die Dichte des Aethers in allen Gasen gleich gross ist oder dass alle Gase bei gleichem Volumen gleich viel Aether enthalten. Ist also das Volumen der Verbindung zweier Gase kleiner als die Summe der Volumina der Gase, die in Verbindung getreten sind, so muss die Verbindung mit Aetherausscheidung geschehen sein. Auch die Aenderungen der Aggregatzustände erfolgen, wie es scheint, in der Regel mit Aetheraufnahme oder Aetherausscheidung. Die spezifische Wärme des Eises ist $= 0{\cdot}513$, die des flüssigen Wassers ist $= 1$, die des Wasserdampfes $= 0{\cdot}475$. Beim Schmelzen des Eises wird mithin Aether aufgenommen, beim Verdampfen des Wassers wird dagegen Aether ausgeschieden.

Aethermenge einer Dynamide. Unter dieser Benennung wollen wir die Anzahl der in einer Aetherhülle enthaltenen Aetheratome verstehen und bezeichnen dieselbe mit i. Nun ist $\frac{i}{q}$ die Anzahl der Körperatome, welche in der Gewichtseinheit eines Körpers enthalten

ist, demnach $\frac{i}{q}$ die Anzahl der Aetheratome, welche die Gewichtseinheit eines Stoffes enthält oder $\frac{i}{q}$ ist die rationelle Wärmekapazität des Stoffes. Daher hat man:

$$\left.\begin{array}{l} \frac{i}{q} = c \\ \text{oder} \\ i = q\,c \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Das Produkt aus der rationellen Wärmekapazität in das Atomgewicht eines Stoffes gibt also die Aethermenge einer Dynamide. Multiplizirt man daher die empirischen Atomgewichte der verschiedenen Stoffe mit ihren empirischen Wärmekapazitäten, so erhält man eine Reihe von Zahlen, die sich zu einander verhalten, wie die Aethermengen der Dynamiden dieser Stoffe.

Die folgenden Tabellen A., B., C. enthalten die empirischen Atomgewichte q, die spezifischen Gewichte s, die empirischen Wärmekapazitäten bei constantem Druck $\mathfrak{S}_1$, die Atomvolumen $v = \frac{q}{s}$, die Aethermenge der Dynamide $i = q\,\mathfrak{S}_1$, die Aetherdichte $\Delta = s\,\mathfrak{S}_1$ der Gase, der einfachen und verschiedenen zusammengesetzten Gase.

TABELLE A.

Einfache und zusammengesetzte Gase.

Benennung.	Bezeichnung.	Atomgewicht. q	Spezif. Gewicht s	Wärmekapazität. $\mathfrak{G}_1$	Atomvolumen $v = \frac{q}{s}$	Aether einer Dynamide. $i = q\,\mathfrak{G}_1$	Dichte des Aethers. $\Delta = s\,\mathfrak{G}_1$
Sauerstoffgas	O	8	1·432	0·2182	5·583	1·7456	0·3125
Wasserstoffgas . . .	H	1	0·089	3·4046	11·188	3·4046	0·3030
Chlorgas	Cl	35·4	3·170	0·1141	11·166	4·0391	0·3616
Stickgas	N	14	1·268	0·2440	11·041	3·4160	0·3094
Wasserdampf	H O	9	0·805	0·4750	11·180	4·2750	0·3824
Kohlenoxydgas . . .	C O	14	1·264	0·2479	11·076	3·4710	0·3133
Kohlensaures Gas .	CO_2	22	1·980	0·2164	11·111	4·7608	0·4284
Schwefligsaur. Gas .	SO_2	32	2·873	0·1262	11·138	6·2784	0·5637
Schwefelhydrogen .	H S	17	1·538	0·2376	11·111	4·0392	0·3653
Salzsaures Gas . . .	Cl H	36·4	1·629	0·2219	22·345	8·0772	0·3613
Stickoxydulgas . . .	N O	22	1·984	0·2240	11·089	4·9280	0·4444
Stickoxydgas	NO_2	30	1·350	0·2692	22·222	8·0760	0·3634
Ammoniakgas	NH_3	17	0·768	0·4751	21·875	8·0770	0·3649
Cyangas	C_2N	26	2·362	0·1553	11·008	4·0378	0·3668

TABELLE B.

Einfache Stoffe.

Benennung.	Bezeichnung.	Atomgewicht. q	Spezif. Gewicht. s	Wärmecapazität. $\mathfrak{C}_1$	Atomvolumen. $v = \frac{q}{s}$	Aether einer Dynamide. $q\ \mathfrak{C}_1$	Dichte des Aethers. $s\ \mathfrak{C}_1$
Alumium	Al	13·7	—	—	—	—	—
Antimon	Sb	120	6·7010	0·0508	17·908	6·096	0·3404
Arsen	As	75·2	5·959	0·0814	12·619	6·1213	0·4851
Barium	Ba	68·6	—	—	—	—	—
Blei	Pb	103·8	11·3889	0·0314	9·1141	3·2593	0·3576
Bor	B	10·8	—	—	—	—	—
Brom	Br	78·4	2·9800	0·1350	26·308	10·5840	0·4023
Cadmium	Cd	55·8	8·6355	0·0567	6·4607	3·1639	0·4896
Calcium	Ca	20	—	—	—	—	—
Cer	Ce	46	—	—	—	—	—
Chlor	Cl	35·4	1·3333	—	26·550	—	—
Chrom	Cr	28·1	5·9000	—	—	—	—
Didym	D	—	—	—	—	—	—
Eisen	Fe	28	7·8439	0·1138	3·5690	3·1864	0·8926
Erbium	E	—	—	—	—	—	—
Fluor	F	18·7	—	—	—	—	—
Glycium	G	4·7	—	—	—	—	—
Gold	Au	199	19·2000	0·0324	10·364	6·4476	0·6221
Iridium	Ir	98·7	18·6300	0·0368	5·2979	3·6322	0·6855
Jod	J	126	4·9480	0·0541	25·464	6·8166	0·2677
Kalium	K	39·2	0·8650	—	—	—	—
Kiesel	Si	15	—	—	—	—	—
Kobalt	Co	29·6	8·5384	0·1070	3·4667	3·1672	0·9136
Kohlenstoff . . .	C	6	3·5000	—	1·7143	—	—
Kupfer	Cu	31·8	8·7210	0·0951	3·6463	3·0242	0·8294
Lanthan	La	36·1	—	—	—	—	—
Lithium	L	6·4	—	—	—	—	—
Magnium	Mg	12·7	—	—	—	—	—
Mangan	Mn	27·6	8·0000	0·1441	3·4500	3·9772	1·1528
Molybdän	Mo	48	8·6000	0·0722	5·5814	3·4656	0·6209
Natrium	Na	23·2	0·9722	—	23·86	—	—

Benennung.	Bezeichnung.	Atomgewicht. q	Spezif. Gewicht. s	Wärmecapacität. $\mathfrak{G}_1$	Atomvolumen. $v = \frac{q}{s}$	Aether einer Dynamide. $q\,\mathfrak{G}_1$	Dichte des Aethers $s\,\mathfrak{G}_1$
Nickel	Ni	29·6	8·637	0·1086	3·427	3·2146	0·9379
Osmium	Os	99·6	10·000	—	9·960	—	—
Palladium	Pd	53·4	11·5000	0·0593	4·643	3·1666	0·6819
Phosphor	P	31·4	1·7500	0·1887	17·942	5·9250	0·2602
Platin	Pt	98·7	21·5000	0·0324	4·5906	3·1979	0·6966
Quecksilber . . .	Hg	100	13·559	0·0333	7·3751	3·3766	0·4515
Rhodium	R	52·1	11·2000	—	4·6518	—	—
Scheel	Sl	95	17·4000	0·0364	5·4598	3·4580	0·6334
Schwefel	S	16	2·0000	0·2026	8·0000	3·2416	0·4092
Selen	Se	40	4·3100	0·0837	9·2807	3·3480	0·3607
Silber	Ag	108	10·4280	0·0570	10·3567	6·1617	0·5944
Stickstoff	N	14	—	0·2754	—	3·8556	—
Strontium	Sr	44	—	—	—	—	—
Tantal	T	185	—	—	—	—	—
Tellur	Te	64	6·2580	0·0515	10·226	3·2960	0·3223
Terbium	Tr	—	—	—	—	—	—
Thorium	Th	59·6	—	—	—	—	—
Titan	Ti	24	5·2800	—	4·5454	—	—
Uran	U	60	9·0000	—	6·6666	—	—
Vanadin	V	68·6	—	—	—	—	—
Wasserstoff . . .	H	1	—	3·4046	—	3·4046	—
Sauerstoff	O	8	—	0·2182	—	1·7456	—
Wismuth	Bi	208	9·8220	0·0308	21·177	6·4064	0·3025
Yttrium	Y	32·2	—	—	—	—	—
Zink	Zn	32·2	6·9154	0·0955	4·6562	3·0751	0·6604
Zinn	Sn	59	7·29	0·0562	8·0932	3·3158	0·4096
Zirconium	Zr	22·4	—	—	—	—	—

TABELLE C.

Zusammengesetzte starre und tropfbar-flüssige Verbindungen.

Verbindung.	Formel.	Atomgewicht. q	Spezif. Gewicht s	Spezif. Wärme. $\mathfrak{G}_1$	Atomvolumen v	Aether einer Dynamide. $\mathfrak{G}_1$ q	Dichte des Aethers. $\mathfrak{G}_1$ s
Kupferoxydul . .	$Cu_2 O$	71·6	5·300	0·1173	13·51	7·683	0·6220
Bittererde	Mg O	20·7	3·200	0·2439	6·468	5·049	0·7804
Bleioxyd	Pb O	111·8	9·209	0·0509	12·140	5·691	0·4687
Magneteisen . . .	$Fe_3 O_4$	113·6	5·094	0·1641	22·300	19·062	0·3112
Alaunerde	$Al_2 O_3$	51·4	3·909	0·2173	13·148	11·169	0·8494
Chromoxyd . . .	$Cr_2 O_3$	80·2	5·210	0·1796	15·393	14·404	0·9356
Eisenglanz	$Fe_2 O_3$	78·4	5·251	0·1669	14·930	13·085	0·8764
Kieselerde	$Si O_2$	30·8	2·652	0·1913	11·613	5·892	0·5073
Titanoxyd	$Ti O_2$	40·5	3·826	0·1703	10·585	6·897	0·6515
Zinnstein	$Sn O_2$	75	6·960	0·0933	10·776	6·997	0·6493
Manganhyperoxyd	$Mn O_2$	43·6	4·940	0·1910	8·826	8·328	0·8435
Boraxsäure	$B O_3$	34·8	1·830	0·2374	19·016	8·261	0·4344
Scheelsäure . . .	$W O_3$	119	5·274	0·0798	22·563	9·496	0·4209
Molybdänsäure .	$Mo O_3$	72	3·460	0·1324	20·809	9·533	0·4580
Arsenige Säure .	$As O_3$	99·2	3·698	0·1279	26·824	12·687	0·4728
Antimonoxyd . .	$Sb O_3$	153	5·560	0·0901	27·518	13·785	0·5010
Antimonige Säure	$Sb O_4$	161	6·525	0·0953	24·674	15·343	0·6219
Flussspath	Ca F	39·2	3·150	0·2082	12·444	8·164	0·6558
Halb-Chlorkupfer	$Cu_2 Cl$	99	3·678	0·1383	26·916	13·692	0·5086
Halb-Chlorquecksilber	$Hg_2 Cl$	238·2	6·992	0·0520	34·067	12·386	0·3636
Chlor-Kalium . .	K Cl	74·6	1·915	0·1729	38·955	12·898	0·3310
Chlor-Natrium .	Na Cl	58·6	2·078	0·2140	28·200	12·540	0·4447
Chlor-Silber . . .	Ag Cl	143·5	5·501	0·0911	26·086	13·073	0·5012
Chlor-Barium . .	Ba Cl	104	3·704	0·0896	28·077	9·318	0·3318
Chlor-Strontium .	Sr Cl	79·4	2·803	0·1199	28·326	9·520	0·3360
Chlor-Calcium . .	Ca Cl	55·9	2·040	0·1642	27·402	9·179	0·3350
Chlor-Blei	Pb Cl	139·2	5·802	0·0664	23·991	9·243	0·3852
Chlor-Quecksilber	Hg Cl	136·8	5·403	0·0689	25·319	9·425	0·3723
Brom-Kalium . .	Br K	117·6	2·415	0·1132	48·662	13·312	0.2734
Brom-Blei	Pb Br	182·2	6·630	0·0533	27·481	9·711	0·3533

Verbindung.	Formel.	Atom-gewicht. q	Spezif. Gewicht s	Spezif. Wärme. $\mathfrak{G}_1$	Atom-volumen v	Aether einer Dy-namide. $\mathfrak{G}_1 q$	Dichte des Aethers. $\mathfrak{G}_1 s$
Halb-Jodquecksilber	$Hg_2 J$	328·8	7·644	0·0395	43·014	12·987	0·3018
Jod-Kalium . . .	K J	165·2	2·908	0·0819	56·808	13·530	0·2381
Jod-Silber	Ag J	234·1	5·026	0·0616	46·577	14·420	0·3096
Jod-Blei	Pb J	229·8	6·021	0·0427	38·166	9·812	0·2571
Einf. Jodquecksilber	Hg J	227·4	6·200	0·0420	36·677	9·551	0·2604
Halb-Schwefelkupfer	$Cu_2 S$	79·6	5·977	0·1212	13·318	9·647	0·7244
Schwefelzink . .	Zn S	48·2	3·923	0·1230	12·286	5·929	0·4826
Einf. Schwefelzinn	Sn S	75	4·852	0·0836	15·457	6·270	0·4057
Schwefelblei . . .	Pb S	119·8	7·505	0·0509	15·962	6·098	0·3821
Schwefelnickel . .	Ni S	45·6	5·200	0·1281	8·769	5·841	0·6661
Zinnober	Hg S	117·4	8·060	0·0480	14·565	6·017	0·3869
Schwefelsilber . .	Ag S	124·1	6·850	0·0746	18·117	9·258	0·5110
Schwefelwismuth	$Bi_2 S_3$	260·8	7·000	0·0600	37·260	15·648	0·4200
Schwefelkohlenstoff	$C S_2$	38	1·272	0·3290	29·874	12·502	0·4184
Wasserblei	$Mo S_2$	80	4·690	0·1233	17·057	9·864	0·5783
Musivgold	$Sn S_2$	91	4·425	0·1193	20·565	10·856	0·5279
Schwefelkies . . .	$Fe S_2$	59·2	5·183	0·1301	11·421	7·702	0·6743
Realgar	$As S_2$	107·2	3·544	0·1111	30·250	11·910	0·3937
Auripigment . . .	$As S_3$	123·2	3·459	0·1132	35·617	13·946	0·3916
Dreifach. Schwefelantimon . . .	$Sb S_3$	177	4·334	0·0907	40·839	16·054	0·3931
Kohlensaures Kali	$K O, C O_2$	69·2	2·264	0·2162	30·565	14·961	0·4894
Kohlensaures Natron	$Na O, C O_2$	53·2	2·466	0·2727	21·573	14·508	0·6724
Witherit	$Ba O, C O_2$	98·6	4·302	0·1104	22·919	10·885	0·4739
Strontianit	$Sr O, C O_2$	74	3·624	0·1448	20·419	10·715	0·5247
Kalkspath	$Ca O, C O_2$	50·5	2·721	0·2086	18·559	10·534	0·5675
Talgspath	$Mg O, C O_2$	42·7	3·056	0·2220	13·972	9·479	0·6784
Bleispath	$Pb O, C O_2$	133·8	6·428	0·0814	20·815	10·891	0·5232
Junkerit	$Fe O, C O_2$	57·2	3·818	0·1934	19·981	11·062	0·7383

Verbindung.	Formel.	Atom-gewicht. q	Spezif. Gewicht s	Spezif. Wärme. $\mathfrak{G}_1$	Atom-volumen v	Aether einer Dy-namide. $\mathfrak{G}_1 q$	Dichte des Aethers. $\mathfrak{G}_1 s$
Chromsaures Kali	KO, CrO_3	99·3	2·640	0·1850	37·614	18·370	0·3884
Zweif. chromsaures Kali	$KO, 2CrO_3$	151·4	2·603	0·1894	58·164	28·675	0·4929
Schwefelsaures Kali	Oo, SO_3	87·2	2·623	0·1901	33·244	16·576	0·4987
Schwefelsaures Natron	NaO, SO_3	71·2	2·631	0·2311	27·061	16·454	0·6050
Schwerspath . . .	BaO, SO_3	116·1	4·200	0·1128	27·762	13·152	0·4738
Schwefelsaurer Strontian . . .	SrO, SO_3	92·0	3·958	0·1428	23·244	13·138	0·5651
Schwefelsaurer Kalk	CaO, SO_3	68·5	2·927	0·1854	23.430	12·700	0·5427
Schwefelsaure Bittererde	MgO, SO_3	60·7	2·607	0·2216	23·284	13·451	0·5777
Schwefelsaures Bleioxyd	PbO, SO_3	151·8	6·169	0·0848	24·606	12·873	0·5230
Salpetersaures Kali	KO, NO_5	101·2	2·058	0·2387	49·174	24·156	0·4911
Salpetersaures Natron	NaO, NO_5	85·2	2·226	0·2782	38·274	23·703	0·6203
Salpetersaures Silberoxyd . .	AgO, NO_5	107.1	4·355	0·1435	39·058	24·409	0·6248
Salpetersaurer Baryt	BaO, NO_5	130·6	3·185	0·1523	41·004	19·890	0·4850
Salpetersaurer Strontian . . .	SrO, NO_5	106	2.810	0·1683	37·722	17·840	0·4729

Reine Erwärmung eines Körpers ohne Ausdehnung. Einen Körper erwärmen heisst nach unserer Anschauung: machen, dass der Aether in radiale Schwingungen geräth. Nehmen wir an, dass es möglich wäre, den Aether der Dynamiden eines Stoffes in Radialschwingungen zu versetzen, ohne irgend eine andere Veränderung in dem Körper zu veranlassen. Nehmen wir also an: 1) dass bei dem Erwärmungsakt keine Volumenänderung stattfinde, dass also die Ausdehnung, die durch die Erwärmung entstehen will, durch äussere Kräfte verhindert werde; 2) dass während des Erwärmungsakts die Körperatome weder eine Ortsveränderung, noch irgend eine andere Veränderung erleiden; 3) dass selbst in den Aetherhüllen keine Ausdehnung eintrete, was allerdings nicht verhindert werden kann; 4) dass nur allein Radialschwingungen des Aethers in den Dynamiden hervorgerufen werden, und bezeichnen mit t und t_1 zweierlei Temperaturen des Stoffes, gemessen nach Graden des hunderttheiligen Thermometers.

u u_1 die diesen Temperaturen entsprechenden Schwingungsgeschwindigkeiten des Aethers, W die in Kilogrammmetern ausgedrückte Wirkung oder Arbeit, welche erforderlich ist, um Q Kilogramme eines Stoffes aus dem Schwingungszustand u in den Schwingungszustand u_1 zu versetzen, so erhalten wir, wenn wir die früher gewählten Bezeichnungen beibehalten, Folgendes:

Es ist $\frac{Q}{q}$ die Anzahl der Körperatome, $i\frac{Q}{q}$ die Anzahl der Aetheratome des Körpers, $\mu i \frac{Q}{q}$ die Aethermasse desselben, $\mu i \frac{Q}{q} u^2$, $\mu i \frac{Q}{q} u_1^2$ die lebendigen Kräfte des Aethers in den zwei Schwingungszuständen. Demnach hat man:

$$W = \mu\, i\, \frac{Q}{q} (u^2 - u_1^2)$$

Nun ist aber vermöge (2), Seite 243

$$\mathfrak{k}\, t_1 = \mu (u_1^2 - u_0^2)$$

$$\mathfrak{k}\, t = \mu (u^2 - u_0^2)$$

Ferner ist vermöge (5), Seite 246

$$\frac{i}{q} = c$$

daher findet man:

$$W = Q\, c\, \mathfrak{k}\, (t_1 - t) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Die zur Erwärmung eines Körpers erforderliche Arbeit ist also der Stoffmenge seiner Wärmekapazität und der Temperaturerhöhung, die durch die Erwärmung eintreten soll, proportional.

Nennnt man $\mathfrak{C}$ die empirische Wärmekapazität bei konstantem Volumen des Stoffes, dessen rationelle Kapazität c ist, so kann man setzen $c\,\mathfrak{f} = \frac{c}{\mathfrak{C}}\,\mathfrak{C}\,\mathfrak{f} = \left(\frac{c}{\mathfrak{C}}\ \mathfrak{f}\right)\mathfrak{C}$. Allein $\frac{c}{\mathfrak{C}}$ ist für alle Stoffe eine Constante und ebenso auch $\mathfrak{f}$, daher ist auch $\left(\frac{c}{\mathfrak{C}}\ \mathfrak{f}\right)$ eine Constante. Bezeichnen wir dieselbe mit k, setzen also $\frac{c}{\mathfrak{C}}\ \mathfrak{f} = k$ oder $c\,\mathfrak{f} = \mathfrak{C}\,k$ so wird die letzte Gleichung

$$W = Q\,\mathfrak{C}\,k\,(t_1 - t) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Diese Gleichung gibt uns über die Bedeutung der Grösse k Aufschluss.

Setzen wir

$$Q = 1, \quad \mathfrak{C} = 1, \quad t_1 - t = 1$$

so folgt aus dieser Gleichung $W = k$, d. h. die constante Grösse k ist die Arbeit, welche erforderlich ist, um die Temperatur von einem Kilogramm des Stoffes, dessen empirische Währmekapazität bei constantem Volumen gleich Eins ist, um einen Grad zu erhöhen, oder k ist die zur Hervorbringung einer Wärmeeinheit erforderliche Arbeit, oder k ist das mechanische Aequivalent einer Wärmeeinheit oder der motorische Werth einer Wärmeeinheit. Nehmen wir in Uebereinstimmung mit den Physikern die Wärmekapazität des Wassers als Einheit aller Wärmekapazitäten an, d. h. nehmen wir die in einem Kilogramm Wasser enthaltene Aethermasse als Aethermasseneinheit an, so drückt k die Arbeit aus, welche erforderlich ist, um die Temperatur von einem Kilogramm Wasser um einen Grad zu erhöhen.

Den numerischen Werth von k werden wir in der Folge bestimmen und werden erfahren, dass derselbe gleich 424^{Klgm}, also sehr gross ist.

Das Produkt $Q\,\mathfrak{C}\,(t_1 - t)$ drückt diejenige Grösse aus, welche die Physiker Wärmemenge nennen, vorausgesetzt, dass man für $\mathfrak{C}$ die empirische Wärmekapazität bei constantem Volumen setzt.

Ausdehnung der Körper durch die Wärme. Jede Temperaturerhöhung eines Körpers bringt in demselben eine Ausdehnung hervor, wenn sie nicht durch äussere, auf die Oberfläche des Körpers einwirkende Kräfte verhindert wird. Diese bekannte Erscheinung findet ihre Erklärung durch die Annahme, dass der Wärmezustand auf radialen Schwingungen des Aethers in den Dynamiden beruht. Die Temperatur eines Körpers erhöhen heisst nach dieser Annahme nichts anderes, als: machen, dass die Radialschwingungen des Aethers

in den Dynamiden verstärkt werden. Allein so wie die radialen Schwingungen der Aetheratome in den Dynamiden grösser und schneller werden, müssen sich nothwendig die Aetherhüllen der Dynamiden ausdehnen. Dieses Anschwellen der Hüllen hat aber zur Folge, dass sich ihre Oberflächen mehr nähern, dass folglich die Abstossungskraft der Aetherhüllen zunimmt, und wenn keine äussere Kraft hindernd einwirkt, so muss wohl dadurch eine Ausdehnung des ganzen Dynamidensystems oder des Körpers erfolgen. Wie die äusseren Einwirkungen auf einen Körper beschaffen sein müssen, damit gerade eine Erhöhung der Radialschwingungen, d. h. eine Temperaturerhöhung eintritt, sind wir freilich nicht im Stande aus unserer Annahme zu bestimmen, denn dazu wäre eine ganz korrekte Statik und Dynamik des Dynamidensystems nothwendig. Auch sind wir durch unsere Hypothese nicht im Stande, das Gesetz der Ausdehnung bei zunehmender Temperatur zu bestimmen, sondern müssen uns in dieser Hinsicht mit dem Empirismus begnügen. Die Physiker nehmen an, dass bei festen Körpern jede Längeneinheit durch jeden Grad Temperaturänderung um gleich viel ausgedehnt wird. Dass ferner bei flüssigen Körpern jede Volumeneinheit durch jeden Temperaturgrad um gleich viel ausgedehnt wird.

Nennt man für einen festen Körper L die Länge, bei flüssigen Körpern V das Volumen bei 0° Temperatur und unter dem Druck der Atmosphäre, β den Coeffizienten für die Längen-, α den Coeffizienten für die Volumenausdehnung, so ist für eine Temperatur t: $L\,(1 + \beta\,t)$ und $V\,(1 + \alpha\,t)$ die Länge des festen und das Volumen des flüssigen Körpers. Jeder festen und tropfbar-flüssigen Substanz entsprechen individuelle Ausdehnungscoeffizienten. Für die verschiedenen Gase ist der Ausdehnungscoeffizient beinahe constant, was darauf hindeutet, dass bei den Gasen, so lange sie nur dem Druck der Atmosphäre ausgesetzt sind, die Entfernung der Atome so gross ist, dass die Anziehung zwischen den Körperatomen beinahe verschwunden und nur noch die Repulsivkraft der Aetherhüllen wirksam ist, und da die Dichte des Aethers in den Gasen constant ist, so wird es wohl begreiflich, dass die Gase beinahe einerlei Ausdehnung zeigen. Sehr stark komprimirte Gase werden wahrscheinlich nicht mehr gleiche Ausdehnung zeigen, weil in diesem Falle die Attraktivkräfte der Körperatome einen merklichen Einfluss ausüben könnten.

In den Resultaten für den Maschinenbau findet man Seite 186 die Ausdehnungscoeffizienten für verschiedene feste Körper und Seite 187 die Ausdehnungscoeffizienten für verschiedene Gase. Diese letzteren Coeffizienten sind von *Regnault* gefunden worden und

weichen so wenig von anderen ab, dass man wohl in allen technischen Rechnungen für alle Gase, so wie auch für die atmosphärische Luft

$$\alpha = 0{\cdot}00367$$

setzen darf.

Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes oder des motorischen Werthes einer Wärmeeinheit. Legen wir uns die Aufgabe vor, die Wirkung zu berechnen, welche erforderlich ist, um Q Kilogramm atmosphärische Luft von t° bis T° zu erwärmen, wenn sich die Luft während des Erwärmungsaktes ausdehnen kann, und folglich stets die Spannkraft der atmosphärischen Luft beibehält. Also Erwärmung mit Volumenänderung und bei constantem äusseren Druck: In diesem Falle muss nicht nur der Schwingungszustand des Aethers gesteigert werden, sondern es ist auch eine Wirkung nothwendig, um den äusseren atmosphärischen Druck zu überwinden.

Nennen wir:

γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter atmosphärische Luft bei 0° Temperatur und unter dem Druck $\mathfrak{A}$ der Atmosphäre, so ist $\frac{\gamma_0}{1+\alpha t}$ das Gewicht von einem Kubikmeter Luft bei t° Temperatur und $\frac{\gamma_0}{1+\alpha T}$ bei T° Temperatur und unter dem Druck der Atmosphäre. Ist also das ursprüngliche Luftvolumen $\mathfrak{V}$ und das durch die Temperaturerhöhung entstehende $\mathfrak{V}_1$, so hat man

$$Q = \frac{\gamma_0}{1+\alpha t}\,\mathfrak{V} = \frac{\gamma_0}{1+\alpha T}\,\mathfrak{V}_1 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

demnach

$$\mathfrak{V}_1 = \mathfrak{V}\,\frac{1+\alpha T}{1+\alpha t}$$

und

$$\mathfrak{V}_1 - \mathfrak{V} = \mathfrak{V}\left(\frac{1+\alpha T}{1+\alpha t} - 1\right) = \frac{\mathfrak{V}\,\alpha\,(T-t)}{1+\alpha t}$$

oder auch wegen (1), wenn man $\mathfrak{V}$ durch Q ausdrückt

$$\mathfrak{V}_1 - \mathfrak{V} = \frac{\alpha}{\gamma_0}\,(T-t)\,Q \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Die Arbeit, welche das Gas zu entwickeln hat, indem es während seiner Ausdehnung um $\mathfrak{V}_1 - \mathfrak{V}$ den atmosphärischen Druck $\mathfrak{A}$ überwindet, ist aber $(\mathfrak{V}_1 - \mathfrak{V})\,\mathfrak{A}$, demnach, wenn man für $\mathfrak{V}_1 - \mathfrak{V}$ seinen Werth aus (2) einführt,

$$\frac{\alpha}{\gamma_0}\,(T-t)\,Q\,\mathfrak{A} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Die Wirkung, welche erforderlich ist, um die Temperatur des Gases von t auf T zu bringen, haben wir schon früher gleich $Q\,\mathfrak{C}\,(T - t)\,k$ gefunden, und es bedeutet hier $\mathfrak{C}$ die Wärmekapazität bei konstantem Volumen, weil nur diese Wärmekapazität das wahre Maass des in einem Kilogramm Luft enthaltenen Aethers ausdrückt. Die totale Arbeit oder Wirkung, welche der Ausdehnung und Erwärmung entspricht, ist demnach

$$\frac{\alpha}{\gamma_0}(T - t)\,Q\,\mathfrak{A} + Q\,\mathfrak{C}\,(T - t)\,k \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Diese Wirkung ist aber gleich zu setzen $Q\,\mathfrak{C}_1\,(T - t)\,k$, wobei $\mathfrak{C}_1$ die (uneigentliche) Wärmekapazität der Luft bei konstantem Druck bezeichnet. Wir erhalten daher die Gleichung

$$Q\,\mathfrak{C}_1\,(T - t)\,k = Q\,\mathfrak{C}\,(T - t)\,k + \frac{\alpha}{\gamma_0}(T - t)\,Q\,\mathfrak{A}$$

und hieraus folgt:

$$k = \frac{\alpha\,\mathfrak{A}}{\gamma_0\,(\mathfrak{C}_1 - \mathfrak{C})} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Allein es ist: $\alpha = 0{\cdot}00367$, $\mathfrak{A} = 10334$, $\gamma_0 = 1{\cdot}293$, $\mathfrak{C}_1 = 0{\cdot}2377$ (nach *Regnault*), $\mathfrak{C} = 0{\cdot}1686$ (nach *Laplace*).

Vermittelst dieser Daten folgt aus (5):

$$k = 424^{\text{Klgm}}$$

Jeder Wärmeeinheit entspricht also die ungemein grosse Wirkungsgrösse von 424^{Klgm}. Beinahe 6 Pferdekräfte (à 75^{Klgm}) müssen eine Sekunde lang thätig sein, um eine Wirkungsgrösse hervorzubringen, die im Stande ist, die Temperatur von einem Kilogramm Wasser um einen Grad zu erhöhen, woraus man schon erkennen kann, dass es wohl selten vortheilhaft sein wird, Wärme durch mechanische Motoren zu erzeugen, da man mit einem einzigen Kilogramm Steinkohlen 7000 Wärmeeinheiten, demnach $7000 \times 424 = 2968000^{\text{Klgm}}$ gewinnen kann. Aber umgekehrt ist es ausserordentlich anlockend, mechanische Arbeiten durch Wärme verrichten zu lassen, aber wir werden sogleich sehen, dass wir gegenwärtig noch nicht die wirksamen Mittel besitzen, wodurch wir bewirken können, dass Wärme (Temperatur) verschwindet und dafür mechanische Arbeit hervorgeht.

Verwandlung der Wärme in Arbeit. Die in einem Körper enthaltene Wärmemenge ist die lebendige Kraft des im Körper schwingenden Aethers. Die Benutzung dieser lebendigen Kraft zur Ver-

richtung von mechanischen Arbeiten kann nur dadurch geschehen, indem man dem Körper die lebendige Kraft des Aethers entzieht und sie dann auf eine geschickte Art in Arbeit umwandelt, ähnlich wie dies bei einem Wasserstrom geschieht, den wir auf eine Turbine oder auf ein Wasserrad einwirken lassen. Allein gerade die Prozesse, durch welche wir dem strömenden Wasser seine lebendige Kraft entziehen und in Arbeit umwandeln, belehren uns, dass diese Umwandlung bei der Wärme grosse Schwierigkeiten hat. Wir verstehen es sehr wohl, einen Wasserstrom, in welchem alle Wassertheilchen mit gleicher Geschwindigkeit geradlinig fortziehen, seine lebendige Kraft vermittelst einer Turbine oder einem Wasserrade zu entziehen, so dass wir 70 bis 75 Prozent von der im Wasser enthaltenen lebendigen Kraft gewinnen. Allein wenn wir einen Wasserstrom oder eine Wassermasse haben, in welcher nur allein rasch wirbelnde Bewegungen vorkommen, so wissen wir uns nicht zu helfen, weil wir keinerlei Maschinen oder Apparate besitzen, wodurch wir dem Wasser die lebendige Kraft seiner wirbelnden Bewegung entziehen könnten.

Ganz ähnlich verhält es sich mit den der Wärme entsprechenden Aetherschwingungen in den Hüllen. Wir können wohl den warmen Körper abkühlen, indem wir ihn mit einem anderen kalten Körper in Contakt bringen, allein dann erhalten wir in diesem zweiten Körper wiederum nur Aetherschwingungen. Zwei Mittel kennen wir jedoch, durch welche den Körpern die lebendigen Kräfte der Aetherschwingungen entzogen und in Arbeit umgewandelt werden können. Das erste dieser Mittel ist die Expansion von erhitzter und komprimirter Luft, und das zweite ist der Dampf der Flüssigkeiten. Befindet sich in einem mit einem Kolben versehenen Cylinder heisse atmosphärische Luft und entsteht eine Bewegung des Kolbens, die das Luftvolumen vergrössert, daher eine Expansion der Luft herbeiführt, so nimmt die Temperatur der Luft ab, die lebendige Kraft des in der Luft enthaltenen Aethers nimmt also ab, oder es wird der Luft eine lebendige Kraft entzogen, die durch $Q \mathfrak{G} k \Delta t$ ausgedrückt wird. Allein während dieses Expansionsaktes übt die Luft gegen den Kolben beständig einen Druck aus, dessen Intensität jedoch bei fortschreitender Expansion abnimmt. Es wird daher dem Kolben eine Arbeit $\int O\, y\, dx$ mitgetheilt, d. h. wir erhalten für die verschwundene Wärme $Q \mathfrak{G} k \Delta t$ die mechanische Arbeit $\int O\, y\, dx$, oder es ist

$$Q \mathfrak{G} k \Delta t = \int O\, y\, dx$$

Wir werden in der Folge sehen, dass hierauf die bis jetzt in Anwendung gekommenen calorischen Maschinen beruhen. Allein dieses Mittel der Expansion ist nicht energisch genug, es müssen sehr grosse Luftmassen sehr stark expandirt werden, um eine bedeutende mechanische Arbeit zu gewinnen, und daher werden derartige Maschinen viel zu voluminös.

Das zweite Mittel zur Verwandlung der Wärme in mechanische Arbeit ist wohl sehr energisch, aber es ist mit Wärmeverschwendung verbunden. Es ist hier nicht der Ort, die Bildung des Dampfes und seine Verwendung vermittelst der Dampfmaschine zu besprechen, sondern ich beschränke mich darauf, die Thatsache auszusprechen, dass die besten Dampfmaschinen stündlich für jede Pferdekraft ihrer Nutzleistung wenigstens 2^{Klg} Steinkohlen erfordern, d. h. man erhält mit 2^{Klg} Steinkohlen eine nützliche Arbeit von $3600 \times 75 = 270000^{Klgm}$ und mit 1^{Klg} Steinkohlen 135000^{Klgm}. Allein wir werden in der Folge erfahren, dass durch eine vollständige Verbrennung von 1^{Klg} Steinkohlen in atmosphärischer Luft 7000 Wärmeeinheiten entwickelt werden, also geben diese besten Dampfmaschinen für jede im Brennstoff enthaltene Wärmeeinheit $\frac{135000}{7000} = 19^{Klgm}$. Aber einer Wärmeeinheit entsprechen, wie wir gesehen haben, $k = 424^{Klg}$. Es wird also durch die besten Dampfmaschinen nur $\left(\frac{19}{424} = \frac{1}{22}\right)$ der zweiundzwanzigste Theil der Wärme nutzbringend gemacht.

Hieraus sieht man, dass wir noch nicht die Geschicklichkeit haben, die Wärme vortheilhaft in Arbeit umzuwandeln. Die zu lösende Aufgabe ist nicht die eines Mechanikers, sondern ist die eines Physikers. Es handelt sich um die Entdeckung einer Prozedur oder eines Verfahrens, wodurch in energischer und vollkommener Weise dem Aether die lebendige Kraft seiner schwingenden Bewegung entzogen und entweder direkt oder indirekt, aber vollständig, in Arbeit umgewandelt werden kann. Ist einmal diese Entdeckung gemacht, so wird man mit der eigentlichen Konstruktion der Maschine bald fertig sein, aber so lange diese Entdeckung nicht gemacht ist, wird die calorische Maschine nicht im Stande sein, die Dampfmaschine zu verdrängen, obgleich dieselbe mit so enormer Brennstoffverschwendung ihre Wirkungen hervorbringt.

Erwärmung und gleichzeitige Ausdehnung eines Gases. Legen wir uns die Aufgabe vor, die Wärmemenge zu berechnen, welche einer Gasmenge von Q Kilogramm Gewicht zugeführt werden muss,

damit dieselbe eine gewisse Temperaturänderung erleidet, während sie sich gleichzeitig ausdehnt.

Nennen wir γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter des Gases bei 0° Temperatur und unter einem Druck $\mathfrak{A}$, γ das Gewicht von einem Kubikmeter desselben Gases aber bei einer Temperatur t und unter einem Druk y, so ist nach dem *Gay Lussac-Mariott*'schen Gesetze, dessen Richtigkeit wir gelten lassen wollen,

$$\gamma = \frac{y}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Nennen wir ferner V das Volumen des Gases bei t^0 Temperatur und unter dem Druck y, so ist $Q = \gamma V$, demnach

$$Q = \frac{y}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t} V \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

Wenn nun das Gas in einem gewissen Moment des kombinirten Aktes der Ausdehnung und Erwärmung ein Volumen V einnimmt, eine Temperatur t besitzt und eine Spannkraft y hat, so werden sich diese drei Grössen in dem nächstfolgenden unendlich kleinen Zeitelement um unendlich wenig ändern und werden in $y + d y$, $t + d t$, $V + d V$ übergehen.

Die Arbeit, welche der Temperaturänderung entspricht, ist $k Q \mathfrak{C} d t$, wobei k das Wärmeäquivalent und $\mathfrak{C}$ die Wärmekapazität bei constantem Volumen bezeichnet. Die Wirkung, welche der Ausdehnung entspricht, ist $y d V$. Nennen wir nun $d W$ die unendlich kleine Wärmemenge, welche im Zeitelement dem Gas zugeführt werden muss, damit die Erwärmung und Ausdehnung erfolgen kann, so ist $k d W$ die entsprechende Wirkungsgrösse oder lebendige Kraft, die dem Gas zugeleitet wird, und man hat daher

$$k d W = y d V + k Q \mathfrak{C} d t \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

oder wenn man für y seinen Werth aus (2) einführt

$$d W = Q \left[\frac{\mathfrak{A} (1 + \alpha t)}{\gamma_0 k} \frac{d V}{V} + \mathfrak{C} d t \right] \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

Diese Differenzialgleichung kann nur dann integrirt werden, wenn das Gesetz der Wärmezuführung bekannt ist, wenn z. B. W als Funktion von V gegeben ist.

Wir wollen diese Gleichung auf mehrere spezielle Fälle anwenden.

1) Die Wärmezuleitung werde in der Weise geregelt, dass die Luft während ihrer Ausdehnung keine Temperaturänderung erleidet, dann ist t eine Constante und $d t = o$, daher

$$d\,W = \frac{Q\,\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\,t)}{\gamma_0\,k}\,\frac{d\,V}{V}$$

Da t constant ist, kann diese Gleichung integrirt werden und dann findet man

$$W = \frac{\mathfrak{A}\,Q\,(1 + \alpha\,t)}{\gamma_0\,k}\,\text{lognat}\,\frac{V_1}{V_0} \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

wobei V_0 das anfängliche, V_1 das Volumen nach geschehener Ausdehnung bezeichnet.

Ist p_0 die anfängliche Spannkraft der Luft, so hat man wegen (2)

$$\frac{\mathfrak{A}\,Q\,(1 + \alpha\,t)}{\gamma_0} = p_0\,V_0$$

demnach wird

$$W = p_0\,V_0\,\text{lognat}\,\frac{V_1}{V_0} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Dieses Resultat ist ganz richtig, denn wenn die Ausdehnung ohne Temperaturänderung erfolgen soll, geschieht sie nach dem Mariott'schen Gesetz.

2) Nehmen wir zweitens an, die Ausdehnung geschehe ohne Wärmezuleitung, aber auch ohne Wärmeverlust durch die Wände des Gefässes, dann ist für jedes Zeitelement $d\,W = o$ und die Gleichung (4) wird

$$o = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\,t)}{\gamma_0\,k}\,\frac{d\,V}{V} + \mathfrak{C}\,d\,t$$

Hieraus folgt:

$$\frac{d\,t}{1 + \alpha\,t} = -\frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0\,k\,\mathfrak{C}}\,\frac{d\,V}{V}$$

Das Integrale dieser Gleichung ist

$$\frac{1}{\alpha}\,\text{lognat}\,(1 + \alpha\,t) = -\frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0\,k\,\mathfrak{C}}\,\text{lognat}\,V + \text{Const} \quad \ldots \quad (7)$$

Ist t_0 die Temperatur für $V = V_0$, t_1 die Temperatur für $V = V_1$, so hat man:

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{\alpha}\,\text{lognat}\,(1 + \alpha\,t_0) &= -\frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0\,k\,\mathfrak{C}}\,\text{lognat}\,V_0 + \text{Const} \\ \frac{1}{\alpha}\,\text{lognat}\,(1 + \alpha\,t_1) &= -\frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0\,k\,\mathfrak{C}}\,\text{lognat}\,V_1 + \text{Const} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (8)$$

Die Differenz dieser Gleichungen gibt

$$\frac{1}{\alpha}\,\text{lognat}\,\frac{1 + \alpha\,t_0}{1 + \alpha\,t_1} = \frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0\,k\,\mathfrak{C}}\,\text{lognat}\,\frac{V_1}{V_0}$$

oder

$$\frac{1 + \alpha t_0}{1 + \alpha t_1} = \left(\frac{V_1}{V_0}\right)^{\frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\gamma_0\, k\, \mathfrak{C}}} \quad \ldots \ldots \quad (9)$$

Allein wir haben früher Seite 257, Gleichung (5), gefunden

$$\frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\gamma_0\, k} = \mathfrak{C}_1 - \mathfrak{C}, \text{ demnach ist } \frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\gamma_0\, k\, c} = \left(\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}} - 1\right)$$

Die Gleichung (8) wird demnach:

$$\frac{1 + \alpha t_0}{1 + \alpha t_1} = \left(\frac{V_1}{V_0}\right)^{\left(\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}} - 1\right)} \quad \ldots \ldots \quad (10)$$

Nennen wir s_0 und s_1 die Spannkräfte am Anfang und Ende der Expansion, so ist vermöge (2)

$$1 + \alpha t_0 = \frac{S_0\, \gamma_0\, V_0}{Q\, \mathfrak{A}}$$

$$1 + \alpha t_1 = \frac{S_1\, \gamma_0\, V_1}{Q\, \mathfrak{A}}$$

demnach

$$\frac{1 + \alpha t_0}{1 + \alpha t_1} = \frac{S_0}{S_1}\, \frac{V_0}{V_1}$$

und folglich wird die Gleichung (10)

$$\frac{S_0}{S_1} = \left(\frac{V_1}{V_0}\right)^{\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}}} \quad \ldots \ldots \quad (11)$$

Nennt man Δ_1 und Δ_0 die Dichten, welche den Volumen v_1 und v_0 entsprechen, so ist $\frac{V_1}{V_0} = \frac{\Delta_0}{\Delta_1}$ und die Gleichungen (10) und (11) werden hierdurch

$$\left.\begin{aligned} \frac{1 + \alpha t_0}{1 + \alpha t_1} &= \left(\frac{\Delta_0}{\Delta_1}\right)^{\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}} - 1} \\ \frac{S_0}{S_1} &= \left(\frac{\Delta_0}{\Delta_1}\right)^{\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}}} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad (12)$$

Nun ist $\mathfrak{C}_1 = 0{\cdot}2377$, $\mathfrak{C} = 0{\cdot}1686$, demnach

$$\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}} = 1{\cdot}41 \text{ und } \frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}} - 1 = 0{\cdot}41$$

Das durch die Gleichungen (12) ausgedrückte Gesetz würde mit dem Mariott'schen übereinstimmen, wenn $\mathfrak{C}_1$ gleich $\mathfrak{C}$ wäre.

Wir wollen es, weil $\frac{\mathfrak{G}_1}{\mathfrak{G}}$ nicht gleich der Einheit ist, das potenzirte Mariott'sche Gesetz nennen. Es ist zuerst von *Poisson* aufgefunden worden, aber auf einem Wege, der mit dem von uns betretenen in keinem Zusammenhang steht.

Die Aggregatzustände und ihre Uebergänge. Es gibt feste, weiche, zäh flüssige, leicht flüssige oder tropfbar flüssige, dampfartige und gasartige Substanzen. Manche Substanzen kommen nur in einem, andere dagegen kommen in mehreren Aggregatzuständen vor. Das Wasser kennen wir als Eis, im tropfbaren Zustand und als Dampf, den Kohlenstoff nur im festen Zustand, aber weder als Gas noch als Flüssigkeit, Schmiedeeisen im festen, weichen und flüssigen Zustand, nicht aber als Gas. Der feste und gasförmige oder dampfförmige Zustand findet in unserer atomistischen Anschauungsweise seine natürliche Erklärung. Aber räthselhaft ist der tropfbar flüssige Zustand, d. h. der Zustand, in welchem eine vollkommen leichte Verschiebbarkeit der kleinsten Theilchen, eine leichte Trennung derselben, aber eine so schwere Zusammendrückbarkeit stattfindet. Wenn überhaupt ein spezifischer Unterschied zwischen Dämpfen und Gasen besteht, so dürfte dieser darin bestehen, dass die Dämpfe ihre ausdehnsame Form der Erwärmung oder dem Schwingungszustand des Aethers in den Hüllen verdanken, daher durch Abkühlung in den festen oder tropfbaren Zustand übergehen, während die Gase selbst dann ihre ausdehnsame Form beibehalten, wenn dieselben ganz abgekühlt werden, also der Schwingungszustand des Aethers gänzlich aufgehoben wird.

Die Uebergänge aus einem Aggregatzustand in einen anderen geschehen in der Regel durch Erwärmung der Substanzen, und es kommen dabei vorzugsweise zwei Momente in Betrachtung, 1) die Temperatur, bei welcher die Aenderung des Aggregatzustandes eintritt, 2) die Wärmemenge, die dem Körper zugeführt werden muss, damit eine solche Aenderung eintritt.

Die Temperaturen, bei welchen die Aenderungen der Aggregatzustände eintreten, können selbstverständlich nur durch Versuche ausgemittelt werden. Die Tabelle Seite 188 der Resultate enthält die Schmelzpunkte für verschiedene in technischer Hinsicht wichtige Substanzen. Auch sind daselbst die Siedepunkte verschiedener Flüssigkeiten angegeben.

Was die Wärmemenge betrifft, die einer Substanz zugeführt werden muss, um die Aenderung ihres Aggregatzustandes herbeizuführen, so kann man hierüber mit einiger Wahrscheinlichkeit Fol-

gendes aussprechen. Wenn eine Substanz aus einem Zustand A in einen Zustand B übergeht, muss eine Aenderung der Nebeneinander-Gruppirung der Atome eintreten, es muss eine Art Zersetzung statt finden, und dies erfordert Arbeit, welche einen Theil der lebendigen Kraft erschöpft, welche dem Körper durch den Erwärmungsakt zugeführt wird. Diese als fühlbare Wärme verschwindende lebendige Kraft nennt man die gebundene Wärme, und es scheint, dass dieselbe für jede besondere Substanz einen bestimmten constanten Werth m hat. Allein im Zustand B hat die Substanz eine andere Temperatur als im Zustand A. Es ist also auch Wärme nothwendig, um diese Temperatur hervorzubringen, und wir dürfen sie gleich n t setzen, wobei n eine der Wärmekapazität der Substanz ähnliche Grösse ist. Die totale Wärmemenge, welche erforderlich ist, um die Aggregatzustände von einem Kilogramm einer Substanz zu ändern, ist daher wahrscheinlich auszudrücken durch die einfache Formel

$$m + n\,t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Für Wasserdampf bestätigt sich diese Regel. Nach den genauesten Versuchen von *Regnault* sind

$$606{\cdot}5 + 0{\cdot}305\ t$$

Wärmeeinheiten erforderlich, um 1^{Klg} Wasser von 0° Temperatur in Dampf von t^{0} Temperatur zu verwandeln.

Die Aenderung des Aggregatzustandes scheint mit einer Aetheraufnahme oder mit einer Aetherausscheidung verbunden zu sein. Die spezifische Wärme des Eises ist 0·513, die des Wassers 1·000, die des Wasserdampfes 0·475. Allein die Wärmekapazitäten drücken die Anzahl der Aetheratome aus, die in der Gewichtseinheit eines Stoffes enthalten sind. In einem Kilogramm Wasser sind demnach $\frac{1{\cdot}000}{0{\cdot}513} = 1{\cdot}95$ mal so viel Aetheratome enthalten, als in 1^{Klg} Eis.

Wenn also Eis schmilzt, findet Aetheraufnahme statt, wenn Wasser gefriert, findet Aetherausscheidung statt. Die Verdampfung des Wassers geschieht mit Aetherausscheidung, und darauf beruht wahrscheinlich die Dampfkessel-Elektrisirmaschine.

Wärmewirkungen bei chemischen Vorgängen. Chemische Vorgänge sind entweder Molekülbildungen oder Molekülzerlegungen oder Molekülzerlegungen und darauf folgende Molekülbildungen. Die Bildung eines Moleküles ist mit Produktion, die Zerlegung mit Consumtion von Arbeit verbunden, denn die Bildung besteht in einer Annäherung der Atome und gleichzeitiger Anziehung, die Zerle-

gung in einer Entfernung der Atome und gleichzeitiger Anziehung. Entsteht ein Molekül aus zwei Atomen zweier Stoffe und nennt man q_1 und q_2 die Gewichte der Atome, $f(r)$ die auf die Masseneinheiten bezogene Anziehungskraft der Atome, wenn ihre Entfernung r ist, r_0 die Entfernung der Atome im Molekül, r_1 die Entfernung der Atome vor ihrer Verbindung oder nach ihrer Zerlegung, so ist:

$$\int_{r_0}^{r_1} q_1 \, q_2 \, f(r) \, d \, r$$

die Wirkung, welche durch den chemischen Vorgang produzirt oder consumirt wird, je nachdem ein Molekül gebildet oder zerlegt worden ist. Da $f(r)$ nur für unmessbar kleine Werthe von r von Belang ist, für alle messbaren Entfernungen aber verschwindend klein, so kann man auch statt r_1, ∞ setzen.

Entsteht ein Molekül aus drei Atomen q_1 q_2 q_3 und sind $F(r)$ $G(r)$ $H(r)$ die auf die Masseneinheiten bezogenen Kräfte, r_{12} r_{13} r_{23} die Entfernungen dieser Atome im Molekül, so ist die Gesammtwirkung, welche bei dem Vorgang entwickelt wird

$$\int_{r_{12}}^{\infty} q_1 \, q_2 \, F(r) \, d \, r + \int_{r_{13}}^{\infty} q_1 \, q_3 \, G(r) \, d \, r + \int_{r_{23}}^{\infty} q_2 \, q_3 \, H(r) \, d \, r$$

Allgemein kann die Wirkung, welche bei der Bildung eines Moleküls aus einer beliebigen Anzahl von Atomen entwickelt wird, ausgedrückt werden durch

$$\Sigma \int_{r_{mn}}^{\infty} q_m \, q_n \, f(r) \, d \, r$$

Ebenso gross ist auch die Wirkung, welche zur Zerlegung eines solchen Moleküls nothwendig ist.

Entsteht nicht nur ein Molekül, sondern J Moleküle, so ist die dem Vorgang entsprechende Wirkungsgrösse

$$J \, \Sigma \int_{r_{mn}}^{\infty} q_m \, q_n \, f(r) \, d \, r$$

Zuweilen kann ein zusammengesetzter Körper durch starke Erhitzung zerlegt werden. Dies geschieht, indem der Körper von aussen lebendige Kraft in sich aufnimmt, die in den Aether des Körpers übergeht, und denselben so heftig schwingen macht, dass

die Aetherhüllen stark anschwellen, sich heftig abstossen, wodurch die Körperatome des Moleküls so weit auseinander gehen, dass die Abstossungskräfte der Aetherhüllen das Uebergewicht erhalten und eine Auflösung eintritt. Die lebendige Kraft, welche jedes Molekül zu seiner Auflösung bedarf, ist gleich derjenigen Wirkung, welche der Distanzänderung der Körper- und Aetheratome des Moleküls entsprechen und der lebendigen Kraft, welche der Differenz der Temperaturen entspricht, die im Moleküle vor seiner Erwärmung und unmittelbar nach seiner Auflösung vorhanden sind.

Nennen wir W die Wärmemenge in Calorien ausgedrückt, die der Zerlegung von Q Kilogramm eines Stoffes entspricht, $\mathfrak{C}$ die Wärmekapazität des Stoffes, t die ursprüngliche Temperatur, T die Temperatur nach erfolgter Zerlegung, so können wir setzen

$$W = \frac{J}{k} \Sigma \int q_m \, q_n \, f(r) \, d\, r + Q \, \mathfrak{C} \, (T - t)$$

wobei $f(r)$ in dem Sinn genommen ist, dass es die Wechselwirkung zweier Dynamiden und nicht die Wechselwirkung zweier Körperatome ausdrückt.

$$\frac{J}{k} \Sigma \int q_m \, q_n \, f(r) \, d\, r$$

drückt die sogenannte gebundene oder latente Wärme aus, d. h. es ist derjenige Theil der dem Körper zuzuleitenden lebendigen Kraft, welche rein verschwindet, indem sie die Aenderung der Molekulargruppirung hervorbringt.

Wenn bei einem chemischen Vorgang theils Zersetzungen, theils Umbildungen entstehen, so hat man zu setzen

$$W + \Sigma B - \Sigma Z = \Sigma Q \, \mathfrak{C} \, (T - t)$$

wobei bezeichnet: W die Wärmemenge, welche von aussen den Stoffen zugeführt wurde, ΣB die Summe der als Wärmeeinheiten ausgedrückten Wirkungen, die durch die chemischen Verbindungen entwickelt wurden, ΣZ die Summe der als Wärmeeinheiten ausgedrückten Wirkungen, die durch die chemischen Zerlegungen consumirt wurden, endlich $\Sigma Q \mathfrak{C} (T - t)$ die Wärmemenge, welche erforderlich ist, um allen Stoffen, die bei dem chemischen Vorgang anwesend sind, die Temperaturänderungen zu ertheilen. Aus dieser Gleichung folgt auch

$$T = \frac{W + \Sigma B - \Sigma Z + \Sigma Q \, \mathfrak{C} \, t}{\Sigma Q \, \mathfrak{C}}$$

wodurch die Temperatur berechnet ist, die nach beendigtem chemischen Gesammtakt in den sämmtlichen Stoffen vorhanden ist.

Manche chemische Vorgänge, insbesondere die Verbrennungsprozesse sind von den heftigsten Wärmeerscheinungen begleitet, die wir im ganzen Gebiet der Physik und Chemie kennen. Aber die Ursache dieser Wärmewirkungen wusste man bisher nicht zu erklären. Aus unserer atomistischen Anschauungsweise erklären sich dieselben ganz natürlich, und diese heftigen Wärmewirkungen sind ein Beweis theils von der Existenz des Aethers in den Stoffen, theils von der ausserordentlich energischen chemischen Anziehung, die zwischen gewissen Stoffen herrscht. Wenn man bedenkt, dass die Verbrennung von 1^{Klg} Kohlen zu Kohlensäure 7000 Wärmeeinheiten liefert, und dass jeder Wärmeeinheit 424^{Klgm} entsprechen, dass folglich durch die Verbrennung von einem Kilogramm Brennstoff $7000 \times 424 = 2968000^{Klgm}$ Arbeit oder lebendige Kraft entsteht, so muss man doch die Ueberzeugung gewinnen, dass zwischen den Atomen gewisser Stoffe höchst energische Anziehungskräfte wirken müssen.

Es ist wirklich unbegreiflich, dass die meisten Chemiker und Physiker auch heut zu Tage noch kaum eine Ahnung haben von diesem Krafterfülltsein der Stoffe.

Chemische Verbindungen mit Aetherausscheidung oder Aetheraufnahme. Wenn mehrere Stoffquantitäten $Q_1\ Q_2\ Q_3 \ldots$, deren Wärmekapazitäten $\mathfrak{C}'\ \mathfrak{C}''\ \mathfrak{C}''' \ldots$ sind, in chemische Verbindung treten und daraus ein Körper entsteht, dessen Gewicht $Q_1 + Q_2 + Q_3$ ist, dessen Wärmekapazität C ist, so ist die in den Stoffen vor ihrer Verbindung enthaltene Aethermenge $Q_1\ \mathfrak{C}' + Q_2\ \mathfrak{C}'' + Q_3\ \mathfrak{C}''' = \Sigma\, Q\, \mathfrak{C}$, dagegen die Aethermenge der Verbindung $C\ \Sigma\, Q$. Ist $C\ \Sigma\, Q = \Sigma\, Q\, \mathfrak{C}$, so ist in der Verbindung so viel Aether enthalten, als in den Bestandtheilen vor ihrer Verbindung enthalten war. Ist dagegen $\Sigma\, Q\, \mathfrak{C} > C\, \Sigma\, Q$, so ist in den Bestandtheilen mehr Aether enthalten, als in der Verbindung, und dann muss der chemische Vorgang mit Aetherausscheidung geschehen sein. Ist endlich $\Sigma\, Q\, \mathfrak{C} < C\ \Sigma\, Q$, ist also in der Verbindung mehr Aether enthalten, als in den Bestandtheilen, so muss der chemische Vorgang mit Aetheraufnahme aus der Umgebung statt gefunden haben.

Nennt man $s_1\ s_2\ s_3$ die spezifischen Gewichte mehrerer Gase, $\mathfrak{V}_1, \mathfrak{V}_2, \mathfrak{V}_3 \ldots$ die Gasvolumen der in Verbindung tretenden Gase, $\mathfrak{V}$ das Volumen des durch die Verbindung entstehenden Gases, so sind

$$\mathfrak{V}_1\ s_1\ \mathfrak{C}' + \mathfrak{V}_2\ s_2\ \mathfrak{C}'' + \mathfrak{V}_3\ s_3\ \mathfrak{C}''' + \ldots$$

die Aethermengen, welche die Bestandtheile der Verbindung enthalten, dagegen $\mathfrak{V}\, s\, c$ die Aethermenge der Verbindung. Allein diese Produkte $s_1\, \mathfrak{G}'$, $s_2\, \mathfrak{G}''$... sind die Dichten des Aethers und diese sind für alle Gase constant oder es ist

$$s_1\, \mathfrak{G}' = s_2\, \mathfrak{G}'' = s_3\, \mathfrak{G}''' = \ldots.$$

daher sieht man, dass die chemische Verbindung a) ohne Aenderung des Aethergehalts, b) mit Aetherausscheidung, c) mit Aetheraufnahme erfolgt, je nachdem

$$\mathfrak{V}_1 + \mathfrak{V}_2 + \mathfrak{V}_3 + \ldots. = \mathfrak{V}$$

$$\mathfrak{V}_1 + \mathfrak{V}_2 + \mathfrak{V}_3 + \ldots. > \mathfrak{V}$$

$$\mathfrak{V}_1 + \mathfrak{V}_2 + \mathfrak{V}_3 + \ldots. < \mathfrak{V}$$

In den meisten Fällen, scheint es, ist $\mathfrak{V}_1 + \mathfrak{V}_2 + \mathfrak{V}_3 > \mathfrak{V}$ oder ist das Gasvolumen der Verbindung kleiner als die Summe der Volumina der Bestandtheile, die Gasverbindungen erfolgen also meistens mit Aetherausscheidung. Weil aber bei allen chemischen Verbindungen Wirkungsgrössen entwickelt werden, die in den Aether übergehen, so wird sich der ausgeschiedene Aether immer in einem Schwingungszustand befinden; wird folglich, je nachdem die Schwingungsweise beschaffen ist, Licht, Wärme oder Elektricitätserscheinungen zeigen.

Beispiele über Gasverbindungen:

A. *Ohne Aetheraufnahme, ohne Aetherausscheidung.*

$$\mathfrak{V}_1 + \mathfrak{V}_2 + \ldots. = \mathfrak{V}$$

1) 2 Vol. Chlor mit 2 Vol. Wasserstoff geben 4 Vol. Chlorwasserstoff,
2) 2 „ Stickstoff mit 2 Vol. Sauerstoff geben 4 Vol. Stickoxyd.

B. *Mit Aetherausscheidung.*

$$\mathfrak{V}_1 + \mathfrak{V}_2 + \ldots. > \mathfrak{V}$$

1) 2 Vol. Wasserstoff mit 1 Vol. Sauerstoff geben 2 Vol. Wasser,
2) 1 „ Kohlenstoff „ 2 „ Sauerstoff „ 2 „ Kohlensäure,
3) 1 „ Kohlenstoff, 1 „ Sauerstoff, 2 „ Chlor } geben 2 Vol. Phosgengas,
4) 2 „ Wasserstoff, $\frac{1}{3}$ „ Schwefel } geben 2 Vol. Schwefelwasserstoff,

5) 2 Vol. Wasserstoff, $\frac{1}{3}$ „ Selen } geben 2 Vol. Selenwasserstoff,

6) 2 „ Wasserstoff, $\frac{1}{1}$ „ Tellur } geben 2 Vol. Tellurwasserstoff,

7) 2 „ Sauerstoff, $\frac{1}{3}$ „ Schwefel } geben 2 Vol. schweflige Säure,

8) 2 „ Sauerstoff, $\frac{1}{3}$ „ Selen } geben 2 Vol. selenige Säure,

9) 3 „ Sauerstoff, $\frac{1}{3}$ „ Schwefel } geben 2 Vol. Schwefelsäure.

C. *Mit Aetheraufnahme.*

$$\mathfrak{V}_1 + \mathfrak{V}_2 + \ldots . < \mathfrak{V}$$

Hier ist nur ein Fall bekannt, nämlich:

*) 1 Vol. Kohlenstoff, $\frac{2}{3}$ „ Schwefel } geben 2 Vol. Schwefelkohlenstoff.

Die Mehrzahl der Gasverbindungen geschieht mit Aetherausscheidungen.

Dynamische Zustände eines erschütterten Aethermediums. Nach unserer Anschauungsweise gibt es dreierlei Zustände, in welchen der Aether im Gleichgewicht sein kann: 1) der freie Aether in einem Raum, der keine Körperatome enthält, also der Aether im Weltraum oder in einem luftleer gemachten Gefäss. In diesem freien Aether ist die Dichte überall gleich gross und ist die Elastizität nach allen Richtungen gleich gross. 2) Der Aether in einem Dynamidensystem. Hier bildet der Aether um die Körperatome atmosphärenartige Umhüllungen. Diese Hüllen berühren sich nicht und die Dichte des Aethers nimmt in jeder Hülle von dem Kerne an nach der Oberfläche der Hülle hinaus ab. Dieser Zustand entspricht wahrscheinlich den Gasen, so lange sie sich unter einem Druck befinden, der den gewöhnlichen atmosphärischen Druck nicht viel überschreitet. Würde man atmosphärische Luft bis auf 10 oder 20 Atmosphären comprimiren, so würden die Aetherhüllen bis zur

*) Das Kohlenstoffvolumen ist jedoch selbstverständlich nur theoretisch gerechnet, weil Kohle in Gasform nicht existirt. Vielleicht ist diese Berechnung nicht richtig, und gibt es gar keine Verbindung mit Aetheraufnahme.

wechselseitigen Berührung sich nähern. 3) Die periodische Anordnung des Aethers. Diese tritt dann ein, wenn die Körperatome einander so nahe gebracht werden, dass die Aetherhüllen der Dynamide in einander verfliessen. Die Dichte des Aethers längs irgend einer Richtung ist in diesem Fall periodisch wiederkehrend. Sie ist am grössten an der Oberfläche jedes Körperatoms, am kleinsten in der Mitte zwischen je zwei Atomen.

Diese periodische Anordnung des Aethers ist wahrscheinlich bei allen dichten und festen Körpersubstanzen vorhanden.

Wir können diese drei Zustände des Aethers charakterisiren, indem wir sie nennen: 1) den Aetherzustand im leeren Raum, 2) den Aetherzustand in den Gasen unter gewöhnlichem äusseren Druck, 3) den Aetherzustand in den festen Körpern.

Wir wollen nun die dynamischen Zustände kennen zu lernen suchen, die in jedem dieser drei Aethermedien eintreten können, wollen jedoch von den Bewegungen der Körperatome ganz abstrahiren.

Dynamische Zustände im freien Aether. Wenn im Innern eines freien Aethers an einer bestimmten Stelle und innerhalb eines beschränkten Raumes eine momentane Erschütterung entsteht und hierauf das Medium sich selbst überlassen wird, so laufen von diesem Erschütterungscentrum zwei kugelförmige Wellen aus, von denen sich jede mit constanter, jede aber mit einer anderen Geschwindigkeit ausbreitet. Die Schwingungsrichtungen in der einen von den zwei Wellen fallen in die Wellenfläche, sind also senkrecht auf die Kugelradien oder sind transversal in Bezug auf die Fortpflanzungsrichtung. Die Schwingungsrichtungen in der zweiten Welle sind senkrecht auf die Wellenfläche, sind also in Bezug auf die Fortpflanzungsrichtung Longitudinalschwingungen. Die Schwingungsgeschwindigkeit der Aethertheile jeder von diesen zwei Wellen muss nothwendig mit der Ausbreitung der Wellen abnehmen, indem die Aethermasse, auf welche die Bewegung oder die lebendige Kraft übertragen wird, mit dem Anwachsen der Wellenflächen zunimmt. Nennt man r und R die Kugelhalbmesser derselben Welle in zwei Zeitmomenten, u und U die Schwingungsgeschwindigkeiten der Aethertheilchen in diesen zwei Kugelflächen, so muss sein:

$$R^2 U^2 = r^2 u^2$$

oder

$$\frac{U^2}{u^2} = \frac{r^2}{R^2}, \quad \frac{U}{u} = \frac{r}{R}$$

d. h. die Schwingungsgeschwindigkeiten der Aethertheilchen verhalten

sich umgekehrt wie ihre Entfernungen vom Erschütterungscentrum. Alles bisher Gesagte ist aus den Prinzipien der Mechanik streng nachweisbar und findet sich in vershiedenen Werken, welche die Schwingungstheorie allgemein mathematisch behandeln, nachgewiesen. Eine in einem freien Aether entstandene Erschütterung bringt also nichts hervor, als zwei Wellen, die sich mit ungleicher Geschwindigkeit ausbreiten. In einer dieser Wellen sind Transversalschwingungen, in der anderen Longitudinalschwingungen. Die physikalische und physiologische Bedeutung dieser Wellenbewegungen werden wir später besprechen und betrachten nun

Die dynamischen Zustände eines dynamidisch oder periodisch angeordneten Aethermediums, wenn in demselben Erschütterungen hervorgerufen werden. In diesem Falle hat man zu betrachten, 1) die Schwingungen der Massenmittelpunkte aller an einem Körperatom gruppirten Aethertheilchen, 2) die relativen Bewegungen aller einem Körperatom zugehörigen Aetheratome gegen die Masssenmittelpunkte derselben. Wendet man die allgemeinen Gesetze der Mechanik auf diesen Fall an, so kann man nachweisen, dass die Bewegungen der Massenmittelpunkte ähnlich, wie bei dem freien Aether, zwei kugelförmige Wellenflächen bilden (vorausgesetzt, dass die Elastizität nach allen Richtungen die gleiche ist). Die Schwingungsrichtungen sind in der einen dieser Wellenflächen transversal, in der anderen longitudinal. Kurz, alles was bei den Schwingungen des freien Aethers gesägt wurde, gilt auch von den Schwingungen der Aethermassen - Mittelpunkte eines dynamidisch oder periodisch angeordneten Aethermediums, jedoch mit dem einzigen Unterschiede, dass die Schwingungsgeschwindigkeiten nicht mehr den Entfernungen verkehrt proportional sind. Es überträgt nämlich jede Dynamide die empfangene lebendige Kraft nicht vollständig auf die benachbarten, sondern es bleibt ein Rest von lebendiger Kraft zurück, wodurch relative Bewegungen der Aethertheilchen jeder Hülle gegen den Atomkern hervorgerufen werden. Nehmen wir an, dass diese restirenden Bewegungen in radiale Schwingungen übergehen — und wir haben schon früher wahrscheinlich gemacht, dass diese am leichtesten entstehen dürften — so ist der Erfolg einer momentanen Erschütterung eines solchen Doppelmediums innerhalb eines engen Raumes 1) die Entstehung zweier Wellen, eine mit Longitudinal- die andere mit Transversalschwingungen, 2) die Entstehung von Radialschwingungen des Aethers in den Dynamiden.

Wenn aber nicht bloss eine momentane Erschütterung, sondern wenn in einem beschränkten Raum des Mediums kontinuirliche Er-

schütterungen erregt werden, so werden fort und fort Wellenpaare ausgesendet und werden fort und fort in den Dynamiden Radialschwingungen hervorgerufen, und es tritt in dem ganzen Medium ein Beharrungszustand der Bewegung ein, wobei jede Dynamide in der nächstfolgenden hervorruft: 1) eine Longitudinalschwingung des Massenmittelpunktes, 2) eine Transversalschwingung des Massenmittelpunktes, 3) eine Aenderung des radialen Schwingungszustandes. Es lässt sich zwar noch nicht mit mathematischer Strenge nachweisen, scheint jedoch wahrscheinlich zu sein, dass die Bewegungsmittheilungen, welche durch die Radialschwingungen entstehen, sich nur langsam fortpflanzen, oder dass es ziemlich lange währt, bis eine Dynamide durch ihre Radialschwingungen eine beträchtliche lebendige Kraft an eine ihr benachbarte Dynamide abgibt. Diese durch die Radialschwingungen entstehenden Bewegungsmittheilungen richten sich übrigens nach der Entfernung der Atome. Sind die Atome weit von einander entfernt, wie es in den Gasen der Fall ist, so werden sich die Bewegungen der Radialschwingungen ganz langsam fortpflanzen. Sind dagegen die Atome einander sehr nahe, wie bei festen Körpern, so wird diese Bewegungsmittheilung rascher erfolgen.

In einem dynamidisch oder periodisch angeordneten Medium wird also die Bewegung 1) durch eine Welle mit Longitudinalschwingungen, 2) durch eine Welle mit Transversalschwingungen, 3) durch radiale Schwingungen des Aethers in den Hüllen fortgepflanzt, während im freien Aether die letztere dieser Bewegungen nicht vorkommt. Wir wollen nun sehen, was diese drei Bewegungsfortpflanzungen in physikalischer und physiologischer Hinsicht bedeuten.

Licht, strahlende Wärme, Wärmeleitung. Der Grundgedanke unserer Wärmetheorie ist der Satz, dass an einem Ort nur dann Wärme vorhanden ist, wenn sich daselbst Dynamiden befinden, deren Aether radiale Schwingungen macht.

Unter dieser Voraussetzung müssen wir vor allem Anderen sagen, dass die Bewegungen in den beiden Wellen mit Longitudinal- und Transversalschwingungen nicht Wärme sind, wohl aber müssen wir zugeben, dass diese Wellenbewegungen Wärme erzeugen können, wenn sie durch ein Dynamidensystem laufen und in den Dynamiden Radialschwingungen hervorrufen.

Diese Wellenbewegungen an und für sich sind eben so wenig Wärme, als ein Hammerschlag, der einen Körper erwärmt, d. h. in demselben Radialschwingungen erregt. Also diese Wellen können

wohl Wärme erregen, sind aber selbst nicht Wärme. Als Wärmeerzeugungsmittel kann aber die Welle mit Longitudinalschwingungen eben so gute Dienste leisten, als die Welle mit Transversalschwingungen. Da im freien Aether Radialschwingungen nicht vorkommen, so ist derselbe nicht warm. Weil aber in einem Doppelmedium durch die Wellen Radialschwingungen in den Dynamiden hervorgerufen werden, so wird ein solches Medium durch den Durchgang von Wellen erwärmt, und weil jede Radialschwingung einer Dynamide eine ähnliche Schwingung in der benachbarten hervorruft, so pflanzt sich diese Wärme fort, und dies ist es, was man die Leitung der Wärme zu nennen pflegt. Wärmeleitung ist also nichts anderes, als die successive Uebertragung von lebendiger Kraft von Dynamide zu Dynamide durch Radialschwingungen des Aethers. Diese Uebertragung geschieht leicht bei festen Körpern, schwer bei Gasen.

Die physikalische und physiologische Bedeutnng der Welle mit Transversalschwingungen ist längst erkannt. Es beruhen hierauf die Lichterscheinungen und lassen sich hieraus mit einer Schärfe und Vollständigkeit erklären, die wenig zu wünschen übrig lässt. Nur wenige Lichterscheinungen gibt es, die man bis jetzt aus Transversalschwingungen noch nicht zu erklären im Stande war.

Die Existenz der Welle mit Longitudinalschwingungen ist bis jetzt von den Physikern gänzlich ignorirt worden, obgleich ihr Vorhandensein eben so nothwendig ist, als das der lichtgebenden Welle. Ich stelle nun die Ansicht auf, dass diese Welle mit Longitudinalschwingungen die Erscheinung der strahlenden Wärme hervorbringt, aber selbst nicht Wärme ist, sondern nur Wärme erregen kann, wenn sie durch ein Doppelmedium geht und den Aether desselben in radiale Schwingungen versetzt. Diese Ansicht, dass die Welle mit Longitudinalschwingungen „strahlende Wärme" sei, scheint zwar mit der bei den Physikern sehr verbreiteten Ansicht über die strahlende Wärme im Widerspruch zu sein. Die Physiker behaupten oder sprechen es als eine Wahrscheinlichkeit aus, dass die strahlende Wärme, ähnlich wie das Licht, auf Transversalschwingungen beruhe, nur sei die Wärmewelle langsamer und länger als die Lichtwelle. Allein, wenn man die Methoden betrachtet, durch welche die Physiker die strahlende Wärme untersuchen, so erkennt man, dass dabei ein Fehlschluss im Spiele ist. Um die strahlende Wärme zu prüfen, muss man zunächst nachweisen, dass sie erwärmend wirke, also auf das Thermometer wirke, gewöhlich lässt man aber die Wärmestrahlen vermittelst des Meloni'schen Apparates auf eine sogenannte Thermosäule einwirken, erregt also einen elek-

trischen Strom, und schliesst aus dem Vorhandensein desselben, auf das Vorhandensein von Wärme, ein Schluss, der schon sehr gewagt ist, weil ja elektrische Ströme durch sehr verschiedene Anregungsmittel hervorgerufen werden. Um ferner die Schwingungsweise des Aethers in den Wärmestrahlen zu untersuchen, werden Polarisations- oder Interferenzversuche, d. h. solche Versuche angestellt, durch welche das Vorhandensein von Transversalschwingungen erkannt werden kann; dabei findet man in der That Polarisations- und Interferenzerscheinungen und schliesst daraus, dass die Wärmestrahlen auf Transversalschwingungen beruhen. Allein das ist ein offenbarer Fehlschluss, weil durch derlei Versuche nur allein die Existenz von Transversalschwingungen, nicht aber die Existenz von Longitudinalschwingungen erkannt werden kann. Der Schluss wäre nur dann richtig, wenn nachgewiesen würde, dass nur allein Transversalschwingungen und keine Longitudinalschwingungen vorhanden sind.

Nach unserer Ansicht kann Wärme, d. h. können Radialschwingungen in den Dynamiden sowohl durch die transversalen Lichtschwingungen, als auch durch die jederzeit neben den Transversalschwingungen noch nothwendig vorhandenen Longitudinalschwingungen hervorgerufen werden.

Uebergang der Wellen aus einem Medium in ein anderes. Wenn eine Welle an der Grenze zweier sich berührenden Medien ankommt, entstehen verschiedene dynamische Vorgänge, die von der Konstitution des zweiten Mediums und von der Beschaffenheit seiner Oberfläche abhängen. Ist die Oberfläche des Körpers ganz glatt und das Innere regelmässig oder amorph krystallisirt, so werden die anschlagenden Transversal- oder Longitudinalwellen theils reflektirt, theils durchgelassen. Die Reflektion erfolgt für Transversalwellen wie für Longitudinalwellen nach dem Gesetz, dass der Reflektionswinkel gleich ist dem Einfallswinkel, allein die Schwingungsintensität ist im reflektirenden Strahl schwächer, als sie im einfallenden Strahl ist. Die dynamischen Zustände, welche durch eine anschlagende Welle im Innern des Körpers angeregt werden, können von dreierlei Art sein. Es gibt Substanzen, die nur Transversalschwingungen (Lichtwellen) durchlassen, Longitudinalschwingungen aber nicht (Wärmestrahlen also nicht). Es gibt andere Substanzen, die nur Longitudinalschwingungen (Wärmestrahlen) durchlassen, Transversalschwingungen aber nicht (undurchsichtige). Es gibt ferner Substanzen, welche Longitudinal- wie Transversalschwingungen durchlassen. Endlich gibt es Substanzen, die weder die

eine noch die andere Schwingungsart durch Wellen fortpflanzen. Die eindringenden Wellen werden nach dem Gesetz gebrochen, dass das Verhältniss der Sinuse des Einfalls- und des Brechungswinkels constant ist.

Herrscht im Innern des Körpers keine regelmässige Gruppirung der Atome, so verursacht eine anschlagende Welle im Innern nur verworrene Bewegungen, die in radiale Dynamidenschwingungen (Wärme) übergehen, aber eine Wellenbewegung (Licht und Strahlung) findet darum nicht statt.

Ist die Oberfläche eines Körpers mit ganz feinen Rauhheiten überzogen (berusst, fein geritzt), so wird die anschlagende Welle zerstreut und es entstehen verworrene Bewegungen in beiden Medien.

Die Wärmequellen.

Es gibt in der Natur kaum Einen mechanischen, chemischen oder physikalischen Vorgang, der nicht von einer Wärmeerscheinung begleitet wäre. Diejenigen Vorgänge, bei welchen diese Thätigkeit in einem höheren Grade eintritt, kann man Wärmequellen nennen. Wir wollen die vorzüglichsten derselben betrachten.

Sonnenwärme. Die Planeten, die Fixsterne, die Monde, aber insbesondere die Sonne bringt Wärmewirkungen hervor. Das organische Leben an der Oberfläche der Erde wird wesentlich durch die Sonnenwärme hervorgebracht, die Sonnenwärme ist die motorische Kraft für alles organische Leben. Was für die Industrie die Wasserkraft und die Dampfkraft, das ist für die Pflanzenwelt die Sonnenwärme. Allein sie ist für unsere Industrie nicht benutzbar, wir besitzen keine Mittel, wodurch eine beträchtliche Menge von Sonnenwärme auf einen engen Raum konzentrirt werden könnte. Aber indirekt leistet die Sonne auch der mechanischen Industrie gute Dienste, denn sie verdunstet das Wasser an der Oberfläche der Erde, hebt also das Wasser in die Höhe, und wenn dieses dann als Regen und Schnee niederfällt, werden die Quellen und Wasserläufe genährt, und diese sind es, die unsere Wasserräder und Turbinen und andern hydraulischen Kraftmaschinen treiben. In letzter Instanz werden also unsere hydraulischen Kraftmaschinen durch die Kraft der Sonnenwärme betrieben. Aber eine direkte Benutzung der Sonnenwärme zu technischen Zwecken gibt es nicht. Man kann meilengrosse Brennspiegel nicht konstruiren.

Die Erdwärme. Die vulkanischen Erscheinungen und die Thatsache, dass die Temperatur des Erdkörpers von der Oberfläche an nach dem Innern für je 30 bis 33^m um einen Grad zunimmt, machen es höchst wahrscheinlich, dass nur allein die Rinde der Erde fest, das Innere dagegen in einem geschmolzenen flüssigen Zustand sich befindet. Der Erfahrung gemäss schmelzen alle Erden, Erze und Metalle bei einer Temperatur von 2000 Graden. Wenn also die Erdwärme für je 30^m Tiefe um einen Grad zunimmt, so herrscht in einer Tiefe von $2000 \times 30 = 60000^m$ eine Temperatur von 2000 Grad, müssen also in einer Tiefe von 60000^m alle Körper geschmolzen sein, wird also die Dicke der festen Erdrinde 60000^m betragen. Nun ist aber der Halbmesser der Erde $\frac{360 \times 15}{2 \times \pi} = 900$ geographische Meilen $= 7420 \times 900 = 6678000^m$. Nach dieser Rechnung beträgt also die Dicke der festen Erdrinde nur den $\frac{6678000}{60000} = 111^{ten}$ Theil des Halbmessers. Um sich von dem enormen Wärmegehalt des geschmolzenen Erdinnern eine anschauliche Vorstellung zu machen, wollen wir die Dicke einer Steinkohlenrinde berechnen, die so viel Wärme gibt, als im Erdinnern enthalten ist. Das Volumen des Erdinnern beträgt $\frac{4}{3}(6678000 - 60000)^3\, 3{\cdot}14^{Kbm}$. Das spezifische Gewicht der geschmolzenen Erdarten ist circa 2500^{Klg} per 1^{Kbm}. Die spezifische Wärme 0·2 (gebrannter Thon). Die Wärme des Erdinnern ist demnach

$$\frac{4}{3}(6678000 - 60000)^3\, 3{\cdot}14 \times 2500 \times 0{\cdot}2 \times 2000^{\circ}$$

Wärmeeinheiten. Nennen wir x die Dicke der idealen Steinkohlenschicht und 7000 die Heizkraft der Steinkohlen, so ist:

$$4 \times 6678000^2 \times 3{\cdot}14 \times x \times 1800 \times 7000$$

die gesammte Heizkraft der Schicht, demnach

$$x = \frac{\frac{4}{3}(6678000 - 60000)^3\, 3{\cdot}14 \times 2500 \times 0{\cdot}2 \times 2000}{4 \times 6678000^2 \times 3{\cdot}14 \times 1800 \times 7000} = 200000^m$$

oder ungefähr $\frac{200000}{7420} = 27$ geographische Meilen. Die Erdwärme ist also äquivalent einer über die ganze Erdoberfläche verbreiteten Steinkohlenschicht von 27 geographischen Meilen Dicke. Aber leider können wir von diesem kolossalen Wärmevorrath keinen technischen Nutzen ziehen, die Entfernung dieser Wärmequelle von der Oberfläche der Erde ist zu gross, obgleich die Dicke der festen Erdrinde nur den 111ten Theil des Erdhalbmessers beträgt.

Warme Wasserquellen. Auch die Wärme der warmen Quellen ist für technische Zwecke von keinem Belang. Die Wassermengen dieser Quellen sind in der Regel nicht gross, und die Temperatur des Wassers beträgt selten mehr als 60°. Ein Kubikfuss (30^{Klg}) von solchem Wasser enthält demnach nicht mehr als $30 \times 60 = 1800$ Wärmeeinheiten, ist also äquivalent mit $\frac{1800}{7000} = 0{\cdot}26^{Klg}$ Steinkohlen. Eine warme Mineralquelle, die in jeder Sekunde 4 Kubikfuss Wasser von 60° Temperatur liefert, gibt also in einer Sekunde so viel Wärme, als in 1^{Klg} Steinkohlen enthalten ist.

Ursprung der Wärme der Weltkörper. Die Kugelgestalt der Erde, noch mehr aber ihre ellipsoidische Form, so wie die geologischen Verhältnisse lassen es kaum bezweifeln, dass die Erdmasse einstens eine feurig-flüssige Masse bildete. Die Abplattung der Erde, d. h. ihre ellipsoidische Form, stimmt genau mit derjenigen überein, welche eine flüssige Masse von der Grösse des Erdkörpers annehmen muss, wenn sie sich so schnell um ihre Achse dreht wie die Erde. Die Erde war also einstens flüssig und ist, weil nun die Oberfläche fest und starr ist, durch Abkühlung in den jetzigen Zustand gekommen. Allein die Temperatur der Erde nimmt nach dem Innern für je 30^m um 1 Grad zu. In einer Tiefe von 60000^m (circa $\frac{1}{111}$ des Erdhalbmessers) beträgt also die Temperatur wahrscheinlich 2000 Grade, ist also so hoch, dass alles Material geschmolzen sein muss. Berücksichtigt man nun, dass das Innere der Erde gegenwärtig geschmolzen ist, dass der jetzige Zustand durch Abkühlung entstanden ist, und dass das Ganze einstens flüssig war, so kommt man zu dem Schluss, dass die Erde einstens in einem feurig-flüssigen Zustand war und Licht und Wärme ausstrahlte wie jetzt die Sonne.

Ob es sich mit den Planeten eben so verhält, kann man nicht mit gleicher Sicherheit sagen, weil wir nicht wissen, ob das Innere derselben gegenwärtig feurig-flüssig ist. Allein ihre Kugelform ist Thatsache und dies allein berechtigt zu der Annahme, dass auch die Planeten einstens flüssig waren, und, da alle Planeten wahrscheinlich in Folge eines und desselben grossen Prozesses sich gebildet haben, so ist es höchst wahrscheinlich, das alle Planeten einstens, gleich wie es bei der Erde beinahe nachgewiesen ist, in feurig-flüssigem Zustande waren, und durch allmählige Abkühlung nach Aussen in den gegenwärtigen Zustand gerathen sind.

Die intensiven Licht- und Wärmewirkungen, welche von der Sonne ausgehen, lassen kaum einen Zweifel übrig, dass die Son-

nenmasse noch gegenwärtig in einem feurig flüssigen Zustande sich befindet. Dieser Zustand ist entweder ein Fortglühen, ohne dass Verbrennungsakte vorgehen, oder es ist ein sich fortsetzender Verbrennungsprozess, oder endlich es ist theils ein Fortglühen, theils ein fortdauernder Verbrennungsprozess. Die Untersuchungen von Bunsen machen es wahrscheinlich, dass Verbrennungsakte vorkommen. Wäre der Zustand der Sonne ein pures Glühen, so würde kein Licht und keine Wärme erzeugt, und da die Sonne Licht und Wärme, d. h. lebendige Kraft an den Aether des Weltraums abgibt, so müsste der Intensitätszustand der Sonne im Abnehmen befindlich sein. Gehen aber Verbrennungsakte vor sich, so wird durch dieselben lebendige Kraft, mithin Licht und Wärme fort und fort erzeugt, und die Intensität des Zustandes muss noch nicht abnehmen, sondern kann sich erhalten oder kann selbst noch weiter gesteigert werden, bis alle Verbrennungsprozesse vorüber sind, von wo an aber nothwendig eine Abnahme des Intensitätszustandes eintreten muss.

Das zahlreiche Heer der Fixsterne ist ein Heer von sonnenähnlichen Körpern, von denen jeder Licht und Wärme aussendet. Wahrscheinlich sind auch diese Fixsterne feurig-flüssige Massen wie die Sonne unseres Planetensystems. Im Weltraum sind also unzählbar viele im feurig-flüssigen Zustand befindliche Massen von ganz ausserordentlicher Grösse vorhanden, die Licht und Wärme aussenden und vielleicht durch fortdauernde Verbrennungsprozesse fortwährend Licht und Wärme erzeugen. Doch hat man mehrere Beispiele, dass Fixsterne verschwunden sind, also wahrscheinlich zu leuchten aufgehört haben, also durch Abkühlung wie die Erde dunkel geworden sind.

Von nicht selbstleuchtenden Himmelskörpern kennen wir nur die Planeten und Kometen. Allein die Astronomen finden es wahrscheinlich, dass es im Weltraum auch unzählig viele nicht leuchtende Körper gibt, und dies sind wahrscheinlich ausgebrannte abgekühlte Sonnen und Planeten.

In der gegenwärtigen Zeit sind also die Weltkörper theils feurig-flüssige, theils dunkle nicht selbst leuchtende Massen. Die letzteren waren aber auch wahrscheinlich einstens feurig-flüssig und sind erst allmählig durch Abkühlung dunkel geworden.

Die initiale Wärmebildung. Es entsteht nun die Frage, wie dieser feurig-flüssige Zustand der Himmelskörper entstanden ist? Ob sie so wie sie sind geschaffen, oder durch natürliche Vorgänge erzeugt wurden? Bevor man zu einem Schöpfungswunder seine Zuflucht

nimmt, muss man sich umsehen, ob man nicht eine natürliche Ursache entdecken kann, wodurch faktisch vorhandene Zustände ihre Erklärung finden können.

Unsere Prinzipien der Mechanik in Verbindung mit unserer Grundanschauung von der Beschaffenheit der Materie genügen vollkommen zur Erklärung des feurig-flüssigen Zustandes der Himmelskörper. Wir brauchen kein Schöpfungswunder, brauchen auch keine chemischen Aktionen, keine Verbrennungsprozesse anzunehmen, sondern diese Wärmeentwickelungen folgen aus rein mechanischen Vorgängen, die durch die allgemeine Gravitation mit Nothwendigkeit entstehen mussten, nämlich durch die unter der Einwirkung der Gravitation geschehenen Ballungsakte.

Wir nehmen an, dass diese Feuerbälle nicht als solche geschaffen wurden, sondern dass sie einstens aus grossen Quantitäten Materie entstanden sind, die vor der Bildung dieser Bälle im Weltraum als Dunst- und Staubmasse vorhanden waren. Da sich vermöge der Gravitationskraft je zwei Theilchen einer solchen Dunstmasse mit einer Kraft anziehen, welche dem Produkte ihrer Massen direkt und dem Quadrat ihrer Entfernung verkehrt proportional ist, so muss in einer solchen Dunstmasse nothwendig eine Tendenz vorhanden sein, sich zusammenzuballen, sich zu einer kugelförmigen Masse zu konzentriren. Durch die dabei stattfindende Annäherung je zweier Theilchen wird aber eine sicher berechenbare Wirkungsgrösse entwickelt; durch die wechselseitige Annäherung aller Theilchen muss daher eine ganz kolossale Gesammtwirkung ausgeübt werden, die sich nothwendig auf irgend eine Weise manifestiren muss. Dieser Ballungsakt ist so zu sagen ein centripetaler Zusammensturz. Alle Massen nähern sich anfangs, so lange sie noch weit von einander entfernt sind, nur langsam, aber allmählig schneller und schneller und stürzen zuletzt, mit einer Hast, die jede Phantasievorstellung übersteigt, nach dem gemeinsamen Schwerpunkt des ganzen Massensystems hin. Ist dies geschehen, so muss in der ganzen Masse ein Erschütterungszustand heftigster Art vorhanden sein, und dieser wird, wie in allen anderen ähnlichen Fällen, vom Aether der Dynamiden aufgenommen. Der Aether der geballten Masse nimmt also schliesslich die ganze enorme bei dem Ballungsakt durch die Gravitationskraft entwickelte Wirkung in sich auf, und dass dadurch Wärme und Licht nicht nur entstehen kann, sondern entstehen muss, wird Jedermann einsehen, der mit den Grundsätzen der Mechanik und den neueren Wärmetheorien vertraut ist.

Wir wollen uns mit dieser wörtlichen Schilderung des Vor-

ganges nicht begnügen, sondern werden die Sache durch genaue Rechnungen verfolgen; vorläufig wollen wir jedoch unsere Betrachtung ohne Rechnung in Gedanken so weit als möglich verfolgen.

Es ist auch ohne Rechnung leicht zu errathen, dass nach dem Ballungsakt einer Masse die Temperatur derselben wesentlich von der Grösse der Masse abhängen muss; denn die Kraft, mit welcher irgend ein Atom während des Ballungsaktes gegen den gemeinsamen Schwerpunkt hingezogen wird, ist bei einer grossen Masse viel grösser, als bei einer kleinen. Daraus folgt aber, dass die Temperatur eines Weltkörpers unmittelbar nach dem Ballungsakt in dem Maass grösser sein wird, als der Körper selbst grösser ist. Die Temperatur der Sonnenmasse war also gleich von Anfang an viel höher als die der Erdmasse. Der Halbmesser der Sonnenkugel ist 110 mal grösser als jener der Erdkugel und die Sonnenmasse ist 354936 mal grösser als die Erdmasse.

Höchst wahrscheinlich gibt es Fixsterne, welche weit grösser sind als unsere Sonne, die sich vielleicht zur Sonne verhalten wie diese zur Erde; die Temperatur dieser Fixsterne wird daher, wenn sie sich unter dem Einfluss der Gravitation gebildet haben, nach dem Entstehungsakt noch bei weitem höher gewesen sein als die der Sonne. Kurz, je grösser und massiger ein Weltball ist, desto höher muss nothwendig seine Temperatur im Entstehungsmoment gewesen sein.

Die Abkühlung der Weltkörper. Allein diese geballten Weltkörper bewegen sich im Weltraume fort, in welchem eine sehr tiefe Temperatur herrscht, sie kühlen sich daher allmählig ab. Nun ist aber die Abkühlungsfläche (die Oberfläche) im Verhältniss zum Volumen (zum Wärmegehalt) bei einem kleinen Körper sehr gross, bei einem grossen Körper sehr klein. Kleine Weltkörper kühlen sich daher rasch ab, grosse sehr langsam; daher wird es nun begreiflich, weshalb die Planeten unseres Systems bereits alle starr geworden sind, während die Sonne noch immer glühend ist und Licht und Wärme aussendet. Und ähnlich mag es sich auch in den übrigen Sonnensystemen verhalten. Sehr grosse dunkle Weltkörper gibt es wahrscheinlich nicht viele, und die wenigen, die es geben mag, müssen sehr alt sein, müssen schon längst abgebrannt sein. Dagegen mag es eine ungemein grosse Zahl von kleineren dunkeln Körpern geben, die um Fixsterne kreisen und deren Planetensysteme bilden.

Nach den Kenntnissen, welche wir vom organischen Bilden und Leben besitzen, kann in der Glühhitze kein Organismus be-

stehen; wir müssen es daher für höchst wahrscheinlich ansehen, dass weder auf der Sonne noch auf irgend einem der selbstleuchtenden Fixsterne oder sonstigen selbstleuchtenden Himmelskörper organisches Leben gefunden werden kann, sondern nur allein auf den durch Abkühlung dunkel gewordenen Planeten. Die Sonnen und Fixsterne sind also für die Planeten Licht- und Wärmequellen. welche auf denselben alles Leben und Wirken hervorbringen. Erst dann, wenn einmal eine Sonne durch Abkühlung eine feste Rinde erhalten hat, kann auf derselben organisches Leben zum Vorschein kommen.

Wenn man bedenkt, dass alle Weltkörper ihre Entstehung, ihre Bewegung, ihre Wärme- und Lichtzustände einem Gravitationsprozess verdanken; dass unsere Erde überdies die mächtigsten Motoren, Wasser, Wind und Dampfkraft, so wie auch den ganzen Reichthum an organischem Leben, der Licht- und der Wärmewirkung der Sonne, also in letzter Instanz abermals einem Gravitationsprozess verdankt: so erkennt man den kolossalen Umfang der Rolle, welche die Gravitationskraft im Weltganzen zu spielen bestimmt ist, und die bewunderungswürdige Einfachheit der Mittel, welche die Natur zur Erreichung ihrer grossen Zwecke in Anwendung zu bringen weiss.

Berechnung der Wirkungsgröße, die einem Ballungsakt entspricht. Die Berechnung der Wirkungsgrösse, die einem Ballungsakt entspricht, unterliegt keiner besonderen Schwierigkeit, wenn man sich erlaubt anzunehmen: 1) dass ursprünglich die Stofftheilchen so weit von einander entfernt sind, dass kein merklicher Fehler begangen wird, wenn man bei der Berechnung der Wirkungsgrösse sich so benimmt, wie wenn der Stoff ursprünglich, d. h. vor dem Ballungsakt unendlich weit zerstreut gewesen ist; 2) dass durch die Ballung ein kugelförmiges Gebilde entsteht, in welchem die Masse gleichförmig und continuirlich vertheilt ist.

Es sei r_0 die initiale Entfernung zweier Massentheilchen m und m_1, r deren Entfernung in irgend einem beliebigen Augenblick während des Ballungsaktes, r_1 ihre Entfernung in dem gebildeten Ball, λ die Kraft, mit welcher sich vermöge der allgemeinen Gravitation zwei Masseneinheiten anziehen, wenn deren Entfernung gleich der Einheit ist. Dies vorausgesetzt, ist die Wirkung, welche entwickelt wird, indem die Massentheilchen aus der Entfernung r_0 in die Entfernung r_1 übergehen:

$$-\int_{r_0}^{r_1} \frac{m\ m_1\ \lambda}{r^2}\, d\, r$$

Verrichtet man die Integration, so findet man

$$\lambda\, m\ m_1 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_0}\right)$$

Da wir annehmen, dass r_0 vielmal grösser ist, als r_1, d. h. dass das ursprüngliche Volumen der im Raum zerstreuten Materie vielmals grösser war als das Volumen der geballten Masse, so dürfen wir $\frac{1}{r_0}$ gegen $\frac{1}{r_1}$ vernachlässigen. Die Wirkung, welche den Massentheilchen m und m_1 entspricht, wird demnach:

$$\frac{\lambda\ m\ m_1}{r_1}$$

Legen wir nun dem Zeichen r_1 den Sinn bei, dass es bedeutet die Entfernung irgend eines Massentheilchens der geballten Masse von dem Ort, den das ganz individuelle Massenatom m in der geballten Masse einnimmt, so ist:

$$\lambda\, m\, S\, \frac{m_1}{r_1}$$

die Wirkung, welche während des Ballungsaktes durch die Annäherung aller Massenatome an das Atom m entsteht. Diese Summe $S\, \frac{m_1}{r_1}$ kann nichts anderes sein, als eine gewisse Funktion der Entfernung des Atoms m vom Mittelpunkt der Kugel, die durch den Ballungsakt entsteht. Berechnen wir diese Summe für jedes Massenatom m, multipliziren jede dieser Summen mit dem Produkt $m\,\lambda$ und machen hierauf die Summen aller Produkte $m\,\lambda\, S \frac{m_1}{r_1}$, so erhalten wir den zweifachen Werth der Totalwirkung W, welche dem ganzen Ballungsakt entspricht; es ist demnach:

$$W = \frac{1}{2}\, \Sigma \left[m\ \lambda \left(S\ \frac{m_1}{r_1} \right) \right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Wir müssen nun diesem symbolischen Ausdrucke eine für die Ausrechnung seines Werthes geeignete Form geben.

Nennen wir:

ϱ und ϱ_1 die Entfernungen der Atome m und m_1 in der geballten Masse vom Mittelpunkt derselben;

Θ den Winkel, welchen die Radien ϱ und ϱ_1 gegen einander bilden; so ist:

$$r_1^2 = \varrho^2 + \varrho_1^2 - 2\ \varrho\ \varrho_1 \cos\ \Theta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Legen wir durch den Radius ϱ irgend eine fixe Ebene und bezeichnen durch ω den Neigungswinkel derselben mit der Ebene des Dreiecks, das durch die drei Linien $\varrho\ \varrho_1\ r_1$ gebildet wird, und

betrachten m_1 als diejenige Masse, welche in dem Raum eingeschlossen ist, der durch die drei unendlich kleinen Dimensionen $\varrho_1 \, d\,\Theta$, $d\varrho_1$, $\sin\Theta \, d\,\omega$ bestimmt wird, so können wir schreiben:

$$m_1 = \mu \, \varrho_1 \, d\,\Theta \, d\varrho_1 \, \varrho_1 \sin\Theta \, d\,\omega$$

$$m_1 = \mu \, \varrho_1^2 \sin\Theta \, d\varrho_1 \, d\,\Theta \, d\,\omega \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

wobei μ die Masse bedeutet, welche die Volumeneinheit der geballten Masse enthält.

Wir können daher schreiben:

$$S \frac{m_1}{r_1} = \mu \iiint \frac{\varrho_1^2 \sin\Theta \, d\varrho_1 \, d\,\Theta \, d\,\omega}{\sqrt{\varrho^2 + \varrho_1^2 - 2\,\varrho\,\varrho_1 \cos\Theta}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Da diese Summe auf den ganzen Ball auszudehnen ist, so sind die Integrationen auszuführen:

für ϱ_1 von 0 bis R
„ ω „ 0 „ 2π
„ Θ „ 0 „ π

wobei R den Halbmesser des Balles bezeichnet.

Die Integration in Bezug auf ω gibt:

$$S \frac{m_1}{r_1} = \pi \mu \iint \frac{\varrho_1^2 \sin\Theta \, d\varrho_1 \, d\,\Theta}{\sqrt{\varrho^2 + \varrho_1^2 - 2\,\varrho\,\varrho_1 \cos\Theta}}$$

Nun ist:

$$\sin\Theta \, d\,\Theta = - \, d\,(\cos\Theta)$$

demnach:

$$S \frac{m_1}{r_1} = \pi \mu \int \varrho_1^2 \, d\varrho_1 \left(\int \frac{-d\,(\cos\Theta)}{\sqrt{\varrho^2 + \varrho_1^2 - 2\,\varrho\,\varrho_1 \cos\Theta}} \right)$$

Allgemein ist:

$$\int \frac{-d\,(\cos\Theta)}{\sqrt{\varrho^2 + \varrho_1^2 - 2\,\varrho\,\varrho_1 \cos\Theta}} = \frac{2}{2\,\varrho\,\varrho_1} \sqrt{\varrho^2 + \varrho_1^2 - 2\,\varrho\,\varrho_1 \cos\Theta}$$

demnach:

$$\int_0^\pi \frac{-d\,(\cos\Theta)}{\sqrt{\varrho^2 + \varrho_1^2 - 2\,\varrho\,\varrho_1 \cos\Theta}} = \frac{1}{\varrho\,\varrho_1} \Big[(\varrho + \varrho_1) - (\varrho - \varrho_1) \Big] = \frac{2}{\varrho}$$

und folglich erhalten wir:

$$S \frac{m_1}{r_1} = 2\pi\mu \int_0^R \frac{2\,\varrho_1^2 \, d\varrho_1}{\varrho} = \frac{4\,\pi\,\mu}{\varrho} \, \frac{R^3}{3}$$

Diesen Werth in (1) eingeführt, erhält man:

$$W = \frac{1}{2} \Sigma m \, \lambda \, \frac{3\,\pi\,\mu}{\varrho} \, \frac{R^3}{3} = \frac{2}{3} \pi \lambda \mu R^3 \, \Sigma \frac{m}{\varrho} \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Denken wir uns mit ϱ und $\varrho + d\,\varrho$ zwei Kugelflächen beschrieben, so ist die zwischen denselben enthaltene Masse gleich $4\,\varrho^2 \pi \, d\,\varrho\,\mu$. Der Antheil der Summe $\Sigma \frac{m}{\varrho}$, welcher dieser Masse entspricht, ist demnach $4\,\varrho\,\pi\,\mu\,d\,\varrho$ und der Totalwerth ist:

$$\Sigma \frac{m}{\varrho} = \int_0^R 4 \pi \mu \varrho \, d \varrho = 2 \pi \mu R^2$$

Wir erhalten demnach:

$$W = \frac{2}{3} \pi \lambda \mu R^3 . 2 \pi \mu R^2 = \frac{4}{3} \pi^2 \mu^2 \lambda R^5 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

woraus man zunächst ersieht, dass die Ballungswirkung der fünften Potenz des Radius von dem entstandenen Ball proportional ist, also bei grossen Bällen ungemein gross wird.

Temperatur des Balles. Nimmt man an, dass die ganze Wirkung zuletzt, wenn die Ballung geschehen ist, in den Aether der Dynamiden übergeht und Schwingungen erzeugt, die der Wärme entsprechen, und dass alle Dynamiden in gleicher Weise erschüttert werden, so dass in allen gleiche Temperaturen eintreten, so lässt sich diese Temperatur u_0 leicht berechnen.

Nennt man $\mathfrak{G}$ die Wärmemenge (in Wärmeeinheiten ausgedrückt), welche erforderlich ist um einer Masseneinheit des Balles eine Temperaturerhöhung von einem Grad zu ertheilen, so ist: $\frac{4}{3} R^3 \pi \mu \mathfrak{G} u_0$ die Wärmemenge, welche erforderlich ist, um der Masse $\frac{4}{3} R^3 \pi \mu$ des Balles eine Temperaturerhöhung von u_0 Grad zu ertheilen. Nennt man weiter $k = 424^{Klgm}$ die Wirkungsgrösse, welche einer Wärmeeinheit entspricht, so ist:

$$\frac{4}{3} R^3 \pi \mu \mathfrak{G} u^0 k$$

die in Kilogrammmetern ausgedrückte Wirkungsgrösse, welche erforderlich ist, um die geballte Masse von 0° Temperatur bis u_0 Grad zu erwärmen. Wenn wir annehmen, dass die ursprüngliche Temperatur der Materie 0° war, so erhalten wir demnach:

$$W = \frac{4}{3} \pi^2 \lambda \mu^2 R^5 = \frac{4}{3} R^3 \pi \mu \mathfrak{G} u_0 k$$

Demnach:

$$u_0 = \frac{\pi \lambda \mu R^2}{k \mathfrak{G}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Hiermit ist nun die Temperatur der geballten Masse berechnet, und man sieht, dass dieselbe dem Quadrat des Halbmessers des Balles proportional ist, dass sich demnach die mittleren Temperaturen der Weltkörper wie die zweiten Potenzen ihrer Halbmesser oder wie ihre Oberflächen verhalten.

Numerische Rechnungen. Relative Werthe. Nimmt man an, dass $\mathfrak{G}$ für alle Planeten und für die Sonne den gleichen Werth hat, so

findet man nach den bekannten Massen und Durchmessern dieser Weltkörper die nachstehenden Resultate (Ettingshausen's Physik, Seite 198):

	Durchmesser $2\,R$	Masse $\frac{4}{3} R^3 \pi \mu$	Initialtemperatur u_0
Merkur . . .	0·39	0·16	0·40
Venus	0·97	0·92	0·95
Erde	1·00	1·00	1·00
Mars	0·56	0·13	0·23
Jupiter . . .	11·56	340	30·00
Saturn	9·61	98	12·00
Uranus . . .	4·26	17	4·00
Sonne	110	354936	3226

Die absoluten Werthe der initialen Temperaturen. Wendet man die Formel (7) auf die Erde an, so hat man:

Halbmesser der Erde . . . . $R = 6366200$ Meter.

Nennen wir M die Masse der Erde, q das Gewicht eines gewissen Körpers an der Oberfläche der Erde, an einem Ort, wo die Beschleunigung beim freien Fall $g = 9{\cdot}808^m$ beträgt, m die Masse dieses Körpers, mithin $m = \frac{q}{2\,g}$, so ist:

$$\lambda \frac{M\,m}{R^2} = q, \quad \lambda = \frac{q' R^2}{M\,m}$$

Es ist aber:

$$M = \frac{4}{3} R^3 \pi \mu, \quad m = \frac{q}{2\,g}$$

demnach wird:

$$\lambda = \frac{6\,g}{4\,\pi\,\mu} \cdot \frac{1}{R}$$

Führt man diesen Werth von λ in (7) ein, so findet man:

$$u_0 = \frac{6}{4} \frac{g}{\mathfrak{G}\,k} \cdot R \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (8)$$

$\mathfrak{G}$ ist die Anzahl der Wärmeeinheiten, welche erforderlich sind, um einer Masseneinheit eines Körpers eine Temperaturerhöhung von einem Grad zu ertheilen. Aber nach unserer Art der Massenmessung ist eine Masseneinheit gleich der Masse eines Körpers, der an einem Ort, wo die Beschleunigung durch den freien Fall $g = 9{\cdot}808^m$ beträgt, $2 \times 9{\cdot}808 = 20^{Klg}$ (nahe) wiegt. $\mathfrak{G}$ ist mithin die Anzahl der Wärmeeinheiten, die erforderlich sind, um 20^{Klg} Erdmasse eine Temperaturerhöhung von einem Grad zu ertheilen. Nimmt man an, dass die Erdmasse grösstentheils aus geschmolzener Erde be-

steht, so kann man die Wärmekapazität von 1^{Klg} Gewicht $= 0.2$ (Wasser $= 1$) annehmen, und dann ist $\mathfrak{C} = 20 \times 0{\cdot}2 = 4$.

Setzt man in (8) $R = 6366200$, $\mathfrak{C} = 4$, $g = 9{\cdot}808$. $k = 424$, so findet man:

$$u_0 = \frac{6 \times 9{\cdot}808 \times 6366200}{4 \times 4 \times 424} := 55200 \text{ Grad}$$

Hieraus sieht man, dass der Ballungsakt, selbst bei der nicht besonders grossen Erde, mit einer Energie geschieht, die eine Initialtemperatur von 55200 Graden hervorzubringen vermag.

Vermittelst der Tabelle (Seite 285) und der so eben für die Erde gefundenen Initialtemperatur ergeben sich nun für die übrigen Planeten und für die Sonne nachstehende absolute Werthe:

	u_0 Absolute Werthe.
Merkur	22080°
Venus	52440°
Erde	55200°
Mars	12696°
Jupiter	1656000°
Saturn	662400°
Uranus	210800°
Sonne	178075200°

Die Initialtemperatur der Sonne übersteigt, wie man sieht, alle Vorstellungen.

Der Abkühlungsprozeß. Um die Temperatur zu berechnen, welche in den Weltkörpern durch die Abkühlung in dem kalten Weltraum entsteht, wollen wir die Ergebnisse benützen, welche Poisson in seinen Abhandlungen über die Wärmevertheilung gefunden hat. Im Journal de l'école polytechnique, tome XII, page 317, untersuchte Poisson die Abkühlung einer homogenen Kugel, welche initial so erwärmt ist, dass die Temperatur jedes Punktes, dessen Entfernung vom Mittelpunkt gleich r ist, durch eine gegebene Funktion von r [durch $f(r)$] ausgedrückt wird. Die Rechnung zeigt, dass die Temperatur u eines Punktes, dessen Entfernung gleich r ist, nachdem die Abkühlung durch eine Zeit t gedauert hat, ausgedrückt werden kann durch eine Summenformel, in welcher nebst verschiedenen Constanten, t r und eine gewisse Grösse ρ erscheint. Das Summenzeichen bezieht sich auf ρ, und die sämmtlichen Werthe von ρ, auf welche sich das Summenzeichen bezieht, sind die unendlich vielen Wurzeln einer gewissen transcendenten Gleichung. Allein wenn man eine sehr lange Abkühlungszeit annimmt, hat nur ein einziges

Glied der Summe einen erheblichen Werth, und zwar ist es dasjenige, welches der kleinsten Wurzel der transcendenten Gleichung entspricht.

Der Grenzzustand der Erwärmung nähert sich daher einem gewissen Werthe, der durch ein einziges Glied ausgedrückt werden kann und diesen Werth wollen wir zu unseren Betrachtungen benützen.

Nennt man:

R den Halbmesser der Erde;

a den Wärmeleitungscoeffizienten des Materials, aus welchem die Kugel besteht;

b den Wärmeausstrahlungscoeffizienten;

t die Abkühlungszeit, die also sehr gross gedacht wird;

$f(r)$ das Gesetz der initialen Erwärmung der Kugel, d. h. der Erwärmung zur Zeit $t = 0$;

r die Entfernung eines beliebigen Punktes der Kugel vom Centrum;

u die Temperatur zur Zeit t in der Entfernung r;

0 die Temperatur des Weltraums;

so ist für den oben bezeichneten Grenzzustand:

$$u = \frac{2}{Rr} e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t} \left(\sin \frac{\pi r}{R} - \frac{\pi r}{bR^2} \cos \frac{\pi r}{R}\right) \int_0^R \sin \frac{\pi r}{R} f(r)\, r\, dr \quad . \quad (9)$$

Nehmen wir nun an, im Initialzustand sei in der ganzen Kugelmasse eine constante Temperatur u_0 vorhanden gewesen, so ist $f(r) = u_0 =$ constant, und dann wird:

$$\int_0^R \sin \frac{\pi r}{R} f(r)\, r\, dr = \frac{u_0}{\pi} R^2$$

folglich wegen (9):

$$u = \frac{2 u_0}{\pi r} R \left(\sin \frac{\pi r}{R} - \frac{\pi r}{bR^2} \cos \frac{\pi r}{R}\right) e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (10)$$

Bezeichnen wir die Temperatur im Mittelpunkt mit $\left(\underset{r=0}{u}\right)$, an der Oberfläche mit $\left(\underset{r=R}{u}\right)$, so folgt aus (1):

$$\left(\underset{r=0}{u}\right) = 2 u_0 e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (11)$$

$$\left(\underset{r=R}{u}\right) = \frac{2 u_0}{bR} e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (12)$$

Allein wir haben früher gefunden (Gleichung 7):

$$u_0 = \frac{\pi \lambda \mu R^2}{k \mathfrak{G}}$$

daher wird:

$$\left(\begin{matrix} u \\ r=0 \end{matrix}\right) = \frac{2 \pi \lambda \mu}{k \mathfrak{G}} R^2 e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

$$\left(\begin{matrix} u \\ r=R \end{matrix}\right) = \frac{2 \pi \lambda \mu}{k \mathfrak{G} b} R \, e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Die Exponentialgrösse $e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t}$ wächst mit R, und zwar in einem starken Maasse; daher finden wir aus den Ausdrücken (13), (14), dass die Grenztemperaturen, welchen die Weltkörper sich nach und nach nähern, bei den grossen Körpern vielmals grösser sind als bei den kleinen Körpern.

Aus dem Ausdruck (9) für u folgt; wenn man $r = 0$ setzt:

$$\left(\begin{matrix} u \\ r=0 \end{matrix}\right) = 2 u_0 \left(1 - \frac{1}{b R}\right) e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Durch Division der Ausdrücke (9) und (15) ergibt sich:

$$u = \left(\begin{matrix} u \\ r=0 \end{matrix}\right) \frac{\frac{1}{\pi} \frac{R}{r} \sin \pi \frac{r}{R} - \frac{1}{b R} \cos \pi \frac{r}{R}}{1 - \frac{1}{b R}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Für die Erde wie für jeden Weltkörper ist $\frac{1}{b R}$ eine gegen die Einheit verschwindend kleine Grösse; daher erhält man annähernd:

$$u = \left(\begin{matrix} u \\ r=0 \end{matrix}\right) \frac{\sin \pi \frac{r}{R}}{\pi \frac{r}{R}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

Dieser Ausdruck bestimmt das Gesetz, nach welchem die Temperatur vom Mittelpunkt an gegen die Oberfläche der Kugel hin abnimmt.

Durch Differenziation des Ausdruckes (17) findet man:

$$\frac{d u}{d r} = \frac{\left(\begin{matrix} u \\ r=0 \end{matrix}\right)}{r} \left[\cos \pi \frac{r}{R} - \frac{\sin \pi \frac{r}{R}}{\pi \frac{r}{R}} \right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

Dieser Ausdruck gibt an, um wie viel die Temperatur abnimmt, wenn man sich um eine Längeneinheit vom Mittelpunkt der Kugel weiter entfernt.

Am Mittelpunkt selbst ist $r = 0$ und wird:

$$\left(\frac{d u}{d r}\right)_{r=0} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

An der Oberfläche ist $r = R$ und wird:

$$\left(\frac{d u}{d r}\right)_{r=R} = - \frac{\left(u_{r=0}\right)}{R} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

Diese Berechnungen über die Abkühlung sind nur als ungefähre Schätzungen zu betrachten, indem die theoretischen Formeln unter der Voraussetzung gewonnen wurden, dass die ganze Masse der Kugel in jeder Hinsicht vollkommen homogen ist, was bei der Erde und bei den übrigen Weltkörpern nicht der Fall ist.

Wärmeerzeugung durch mechanistische Vorgänge. Wärme wird erzeugt, 1) wenn zwei Körper aneinander gerieben werden, 2) wenn ein metallischer Körper heftig gehämmert wird, 3) wenn Luft oder irgend eine Gasart rasch komprimirt wird. Allein da einer Wärmeeinheit ein mechanisches Aequivalent von 424^{Klgm} entspricht, so erkennt man sogleich, dass die Wärmerregung durch mechanische Einwirkungen wohl selten mit Vortheil anwendbar sein kann, denn eine Pferdekraft müsste durch $\frac{7000 \times 424}{75} = 40000$ Sekunden oder durch circa 10 Stunden thätig sein, um eine Wirkung zu erzeugen, die einem Kilogramm Steinkohlen entspricht. Für die grosse Industrie ist also die Wärmeerzeugung durch mechanische Vorgänge von keiner Bedeutung.

Wärmeerzeugung durch chemische Prozesse. Chemische Prozesse sind ohne Ausnahme von Wärmeerscheinungen begleitet. Meistens zeigen sich Temperaturerhöhungen und zuweilen in einem ausserordentlich hohen Grade. Dies ist insbesondere der Fall bei den Verbrennungsprozessen gewisser Stoffe in atmosphärischer Luft oder in Sauerstoffgas. Diese Wärmeerscheinungen erklären sich aus unserer atomistischen Anschauung ganz ungezwungen. Jede chemische Verbindung besteht in der Bildung von Molekülen. Die Atome, welche ein Molekül bilden, befinden sich vor dem Akt der Verbindung an gewissen Orten in beträchtlicher Entfernung von einander. Im Molekül dagegen sind sie ganz nahe nebeneinander gelagert. Während des Prozesses sind sie demnach aus grossen Entfernungen in ungemein kleine Entfernungen übergegangen; und da wir bei Stoffen, die eine energische chemische Verwandtschaft haben, annehmen

müssen, dass deren Atome, wenn sie einander näher kommen, sich ungemein energisch anziehen, so müssen nach dem Fundamentalbegriff von der Arbeit einer Kraft bei der Entstehung eines Moleküls aus Atomen Wirkungsgrössen entwickelt werden. Allein wenn ein System von Punkten aus einem Zustand A in einen Zustand Z übergeht und dabei die Kräfte Arbeiten produziren, muss eine Erhöhung der lebendigen Kräfte der Massen des Systems eintreten, es müssen also, wenn der Prozess vorüber ist, entweder die Körperatome oder die Aetheratome oder beide Arten von Atomen in einem heftig bewegten Zustand sich befinden. Diese drei Fälle sind nicht nur logische Möglichkeiten, sondern sie kommen auch in der Wirklichkeit vor. In den meisten Fällen wird jedoch die durch die chemische Anziehung entwickelte Arbeit auf den Aether übertragen, wodurch in den Dynamiden heftige Radialschwingungen entstehen, d. h. es wird durch den chemischen Vorgang Wärme erzeugt.

Das so eben Gesagte lässt sich durch Rechnung prinzipiell sehr wohl verfolgen.

Angenommen, es erfolge eine chemische Verbindung zweier Gase A und B und jedes Molekül der Verbindung enthalte ein Atom des Gases A und ein Atom des Gases B. Die Atomgewichte der Gase seien q q_1, die Wärmekapazitäten der Gase c und c_1, die Anzahl der Moleküle der Verbindung J, die Gewichte der Stoffmengen, welche in Verbindung getreten sind, Q und Q_1 oder es ist $Q = J q$, $Q_1 = J q_1$. Die Entfernung zweier Atome, die zu einem Molekül zusammentreten r_0 vor, r_1 nach geschehener Verbindung, r deren Entfernung in irgend einem Augenblick während des Aktes, so ist die Kraft, mit welcher sich die beiden Dynamiden in dem Moment anziehen, wenn ihre Entfernung r ist, gleich $q\, q_1\, f(r)$ zu setzen, wobei $f(r)$ eine zwar nicht bekannte Funktion andeutet, von der man jedoch weiss, dass ihr Werth sehr gross ist, wenn r sehr klein, dagegen verschwindend klein, wenn r einen wahrnehmbaren Werth hat. Es ist demnach

$$\int_{r_0}^{r_1} q\, q_1\, f(r)\, dr$$

die Arbeit, welche durch die Bildung eines einzelnen Moleküls entwickelt wird, und da für alle Moleküle r_0, r_1 die gleichen Werthe haben, so entspricht der Bildung jedes Moleküles einerlei Arbeit. Die Arbeit für die Bildung aller J Moleküle ist demnach:

$$J \int_{r_0}^{r_1} q \, q_1 \, f(r) \, dr$$

Will man diese Arbeit auf Wärmeeinheiten reduziren, so hat man diesen Ausdruck nur durck $k = 424$, d. h. durch die Arbeit, welche einer Wärmeeinheit entspricht, zu dividiren.

Die in Wärmeeinheiten ausgedrückte Arbeit des chemischen Prozesses ist demnach

$$\frac{J}{k} \int_{r_0}^{r_1} q \, q_1 \, f(r) \, dr$$

Sind nun t und t_1 die Temperaturen der Gase vor ihrer Vereinigung, T die Temperatur des Verbindungsgases, so ist $J (q c t + q_1 c_1 t_1)$ die in den Gasen vor ihrer Vereinigung enthaltene lebendige Kraft und $J (q c + q_1 c_1)$ die lebendige Kraft des in der Verbindung enthaltenen Aethers demnach $J T (q c + q_1 c_1) - J (q c t + q_1 c_1 t_1)$ gleich der Aenderung der lebendigen Kraft, aber ausgedrückt in Wärmeeinheiten. Nach dem Prinzip der Thätigkeit ist daher zu setzen:

$$\frac{J}{k} \int_{r_0}^{r_1} q \, q_1 \, f(r) \, dr = J (q c + q_1 c_1) T - J (q c t + q_1 c_1 t_1)$$

und hieraus folgt:

$$T = \frac{\frac{J}{k} \int_{r_0}^{r_1} q \, q_1 \, f(r) \, dr + J (q c t + q_1 c_1 t_1)}{J (q c + q_1 c_1)} \quad . \; . \; . \; . \quad (1)$$

oder auch, weil $J q = Q$, $J q_1 = Q_1$ ist:

$$T = \frac{\frac{Q}{k} \int_{r_0}^{r_1} q_1 \, f(r) \, dr + Q c t \, Q_1 c_1 t_1}{Q c + Q_1 c_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

oder:

$$T = \frac{\frac{1}{k} \int_{r_0}^{r_1} q_1 \, f(r) \, dr + c t + \frac{Q_1}{Q} c_1 t_1}{c + \frac{Q_1}{Q} c_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

Nennt man allgemein:

W die Wärmemenge, die durch einen chemischen Vorgang entwickelt wird,

Q_1 Q_2 Q_3 .... die Stoffmengen, in Kilogrammen, welche bei dem Verbrennungsakt anwesend sind,
c_1 c_2 c_3 .... die Wärmekapazitäten dieser Stoffe,
t_1 t_2 t_3 .... die Temperaturen der Stoffe vor der Verbrennung,
T die Temperatur der Verbrennungsgase,
so hat man allgemein statt der Gleichung (1)

$$T = \frac{W + \Sigma Q c t}{\Sigma Q c} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

Diese Resultate sind jedoch nur unter der Voraussetzung gefunden, dass die ganze Arbeit, die aus der Verbindung der Stoffe entsteht, nur allein Aetherschwingungen (und zwar radiale) veranlasst. Sollten bei dem chemischen Vorgang auch Schwingungen der Körpermoleküle eintreten oder Aenderungen in den Atomgruppirungen die Arbeit konsumiren, so würde die Rechnung zu modifiziren sein.

Die Physiker und Chemiker betrachten die chemischen Vorgänge und insbesondere auch die Verbrennungsakte rein empirisch oder phoronomisch als äusserliche Erscheinungen, sie denken nicht im Entferntesten an das, was eigentlich dabei geschieht, sie haben keine Ahnung von den höchst energischen Kraftentwickelungen, die dabei vorkommen. Obgleich sie wissen, dass durch Verbrennung von 1^{Klg} Kohle 7000 Wärmeeinheiten entwickelt werden und dass jeder Wärmeeinheit 424^{Klgm} entsprechen, dass also die Verbrennung von 1^{Klg} Steinkohlen $7000 \times 424 = 2968000^{Klgm}$ Arbeit gibt, so kommt es ihnen doch noch nicht in den Sinn, sich die chemische Verwandtschaft als eine Kraft zu denken.

Chemische Prozesse mit und ohne Aetherausscheidung. Wenn mehrere Stoffquantitäten Q_1 Q_2 Q_3 ..., deren Wärmekapazitäten c_1 c_2 c_3 .... sind, eine chemische Verbindung eingehen und dadurch ein Stoff entsteht, dessen Wärmekapazität C ist, so ist die Aethermenge, welche in den Stoffen vor der Verbindung enthalten ist, $Q_1 c_1 + Q_2 c_2 + Q_3 c_3 + \ldots$, dagegen die Aethermenge des durch die Verbindung entstandenen Stoffes $(Q_1 + Q_2 + Q_3 + \ldots) C$. Sind diese Aethermengen gleich gross, so ist die Verbindung ohne Aetherausscheidung erfolgt. Ist dagegen die erstere dieser Aethermengen grösser oder kleiner als die letztere, so muss im ersteren Falle eine Aetherausscheidung, im letzteren eine Aetheraufnahme (aus der Umgebung) stattgefunden haben.

Für Wassergas, das aus Wasserstoff und Sauerstoff entstanden ist, hat man: (Dynamiden, Seite 33)

$Q = 8 \quad Q_1 = 1 \quad C = 0{\cdot}4750$

$c = 0{\cdot}2182 \quad c_1 = 3{\cdot}4046$

demnach: Differenz

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 5{\cdot}1502, \quad (Q + Q_1)\,C = 4{\cdot}2750$ . . . . $+ 0{\cdot}8752$

Für Kohlenoxydgas ist:

$Q = 6 \quad Q_1 = 8 \quad C = 0{\cdot}2479$

$c = 0{\cdot}2411 \quad c_1 = 0{\cdot}2182$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 3{\cdot}1922, \quad (Q + Q_1)\,C = 3{\cdot}4706$ . . . . $- 6{\cdot}2784$

Für Kohlensäurebildung ist:

$Q = 6 \quad Q_1 = 16 \quad C = 0{\cdot}2164$

$c = 0{\cdot}2411 \quad c_1 = 0{\cdot}2182$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 4{\cdot}9378, \quad (Q + Q_1)\,C = 4{\cdot}7708$ . . . . $+ 0{\cdot}1670$

Für schwefeligsaures Gas ist:

$Q = 16 \quad Q_1 = 16 \quad C = 0{\cdot}1262$

$c = 0{\cdot}2026 \quad c_1 = 0{\cdot}2182$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 6{\cdot}7328, \quad (Q + Q_1)\,C = 4{\cdot}0385$ . . . . $+ 1{\cdot}7544$

Für Schwefelhydrogen ist:

$Q = 1 \quad Q_1 = 16 \quad C = 0{\cdot}2376$

$c = 3{\cdot}4046 \quad c_1 = 0{\cdot}2026$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 6{\cdot}6462, \quad (Q + Q_1)\,C = 4{\cdot}0392$ . . . . $+ 2{\cdot}5070$

Für salzsaueres Gas ist:

$Q = 35{\cdot}4 \quad Q_1 = 1 \quad C = 0{\cdot}2219$

$c = 0{\cdot}1141 \quad c_1 = 3{\cdot}4046$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 7{\cdot}444, \quad (Q + Q_1)\,C = 8{\cdot}0772$ . . . . $- 0{\cdot}6332$

Für Stickoxydulgas ist:

$Q = 14 \quad Q_1 = 8 \quad C = 0{\cdot}2240$

$c = 0{\cdot}2440 \quad c_1 = 0{\cdot}2182$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 5{\cdot}1616, \quad (Q + Q_1)\,C = 4{\cdot}9280$ . . . . $+ 0{\cdot}2336$

Für Stickoxydgas ist:

$Q = 14 \quad Q_1 = 16 \quad C = 0{\cdot}2692$

$c = 0{\cdot}2440 \quad c_1 = 0{\cdot}2182$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 6{\cdot}9172, \quad (Q + Q_1)\,C = 8{\cdot}0760$ . . . . $- 1{\cdot}1588$

Für Ammoniakgas ist:

$Q = 14 \quad Q_1 = 3$

$C = 0{\cdot}4751$

$c = 0{\cdot}2440 \quad c_1 = 3{\cdot}4046$

demnach: Differenz

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 13{\cdot}6298 \; (Q + Q_1)\,C = 8{\cdot}0767$ . . . . $+ 5{\cdot}5531$

Für Cyangas ist:

$Q = 12 \quad Q_1 = 14$

$C = 0{\cdot}1553$

$c = 0{\cdot}1070 \quad c_1 = 0{\cdot}2440$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 4{\cdot}7000, \; (Q + Q_1)\,C = 5{\cdot}5908$ . . . . $- 0{\cdot}8908$

Hieraus geht hervor, dass manche Gasbildungen mit Aetherausscheidung, andere mit Aetheraufnahme erfolgen. Die Wasserbildung geschieht mit Aetherausscheidung.

FÜNFTER ABSCHNITT.

Feuerungsanlagen.

Chemische Zusammensetzung der Brennstoffe. Die chemische Zusammensetzung ist streng genommen für jeden individuellen Stoff eine besondere. Ein Gesetz, nach welchem die chemische Zusammensetzung irgend eines individuellen Brennmaterials bestimmt werden könnte, ist nicht bekannt.

Am wenigsten veränderlich ist die chemische Zusammensetzung der Holzarten, am meisten veränderlich ist die Zusammensetzung des Torfes.

Alle Holzarten enthalten C H O A, wobei C H O die bekannten chemischen Zeichen für Kohlenstoff, Wasserstoff und Sauerstoff, A dagegen Asche bezeichnet, die aus Salzen und Erden zusammengesetzt ist und überhaupt die unverbrennlichen Bestandtheile enthält. Die Zusammensetzung der Asche ist für die Agrikulturchemie von höchster Wichtigkeit, für die mechanische Industrie aber nicht, weil wir nur allein Wärme und Kraft beachten. Iede besondere Pflanzenart hat eine eigenthümlich zusammengesetzte Asche. Der C Gehalt der verschiedensten Holzarten ist beinahe ganz constant und beträgt 0·493 vom Gewicht des Holzes, vorausgesetzt, dass es kein hygroskopisches Wasser enthält, also gedörrt worden ist. Lufttrockenes Holz enthält nur 0·394 Kohle und 0·200 Wasser. Der H Gehalt und O Gehalt des trockenen Holzes ist beziehungsweise nahe 0·063 und 0·444.

Der O Gehalt ist also nahe 8 mal so gross als der H Gehalt, oder im Holz ist H und O beinahe in dem Verhältniss vorhanden, wie im Wasser. Es ist daher wahrscheinlich, dass im Holz H und O nicht getrennt, sondern zu Wasser vereinigt vorkommen, dass jedoch dieses Wasser durch Austrocknung des Holzes nicht ausgetrieben werden kann.

Die Holzkohle besteht beinahe nur aus C und einer geringen Menge Asche. Das Gewichtsverhältniss zwischen der Kohle und dem Holze, aus welchem sie durch den Verkohlungsakt entstanden ist, beträgt:

1) Wenn die Verkohlung schnell geschieht . . . $\frac{12}{100}$ bis $\frac{18}{200}$

2) Wenn die Verkohlung langsam geschieht . . $\frac{32}{100}$ bis $\frac{33}{100}$

3) In dem gewöhnlichen Falle . . . . $\frac{26}{100}$ bis $\frac{27}{100}$

Die Dauer einer Operation ist gewöhnlich 6 bis 8 Tage. Da in einem Kilogramm trockenen gesunden Holzes nahe 0·5 Kohlenstoff enthalten ist, aber aus einem Kilogramm trockenen Holzes durch die gewöhnliche Verkohlungsweise nur 0·25^{Klg} Kohle gewonnen werden, so geht bei dieser Operation die Hälfte des im Holze enthaltenen Kohlenstoffes verloren.

Dieser Verlust würde nur beseitigt werden, wenn die Verkohlung in einem geschlossenen Gefässe (einer Retorte) vorgenommen, und die dabei entweichenden Kohlenwasserstoff- und Kohlenoxydgase aufgefangen und zur Beleuchtung oder zu andern technischen Zwecken verwendet würden.

Steinkohlen. Die Steinkohlen enthalten Kohlenstoff, Wasserstoff, Sauerstoff, Asche, Erden und etwas Schwefel, so wie auch Phosphor. Die Verhältnisse von C H O sind sehr verschieden. Das arithmetische Mittel aus einer grössern Anzahl von chemischen Analysen von guten Steinkohlen ist 0·815 Kohle, 0·054 Hydrogen, 0·071 Oxygen. Da 0·071^{Klg} Sauerstoff nur $\frac{0\cdot071}{8} = 0\cdot009^{\text{Klg}}$ Hydrogen erfordern zur Wasserbildung, so ist in solcher Kohle von mittlerer chemischen Zusammensetzung weit mehr Hydrogen enthalten, als der Sauerstoff des Brennstoffes binden kann und diese Differenz beträgt $0\cdot054 - 0\cdot009 = 0\cdot045^{\text{Klg}}$. Dieses freie Hydrogen verbindet sich beim Destillationsakt der Steinkohle mit einem Theil ihres Kohlengehaltes und dadurch entstehen die Kohlenwasserstoffgase oder Destillationsgase.

Koke. Der Koke, welcher durch die Verkohlung der Steinkohlen erhalten wird, enthält nur Kohle und unverbrennliche Asche und Erden. Die mittlere Zusammensetzung ist 0.850 Kohle und 0·150 Asche und Erden.

Wenn die Verkohlung in freien Haufen geschieht, erhält man unter günstigen Umständen:

aus 100 Gewichtstheilen	Gewichtstheile Koke
Fetten Kohlen	40 bis 45
Mittleren Kohlen	50 „ 55
Mageren Kohlen	60 „ 70

Die Dauer der Verkohlung ist bei ruhiger Luft:

für magere Kohlen . .	14 bis 15	Stunden
„ fette Kohlen . . .	36 „ 48	„

Wenn die Verkohlung in geschlossenen Oefen geschieht, gewinnt man aus 100^Kls^ Steinkohlen 65 bis 69^Kls^ Koke. Die Dauer der Operation ist 21 bis 22 Stunden.

Torf. Die chemische Zusammensetzung des Torfes ist ungemein veränderlich, insbesondere der Gehalt an Asche und unverbrennlichen erdigen Theilen. Die von den Pflanzen herrührenden Theile des Torfes enthalten C H und O, zuweilen auch etwas Schwefel. Künstlich getrockneter wasserfreier Torf von bester Qualität enthält in 1^{Kls}:

C	H	O
0·541	0·055	0·326

Heizkraft der Brennstoffe. Unter der Heizkraft eines Brennstoffs versteht man die Wärmemenge, die durch vollständige und vollkommene Verbrennung von einem Kilogramm Brennstoff in atmosphärischer Luft oder in Sauerstoffgas entwickelt wird. Die Wärme, welche durch die Verbrennung eines Brennstoffs entwickelt wird, rührt her theils von der Verbrennung der Kohle des Brennstoffs zu Kohlensäure und Kohlenoxydgas, theils von der Verbrennung des freien Hydrogens mit Sauerstoff zu Wassergas. Es scheint wenigstens, dass nur allein das freie Hydrogen verbrannt werden kann. Kennt man also die chemische Zusammensetzung eines Brennstoffs, und kennt man ferner die Wärmemenge, die durch Bildung von Kohlenoxydgas, Kohlensäure, Gas und Wassergas aus Hydrogen und Sauerstoff entwickelt wird, so kann man die Heizkraft des Brennstoffs durch Rechnung bestimmen.

Der Erfahrung gemäss darf man annehmen, dass 2400 Wärmeeinheiten entwickelt werden, wenn 1^{Kls} Kohle in atmosphärischer Luft oder in reinem Sauerstoffgas zu Kohlenoxydgas verbrennt; dass ferner 7050 Wärmeeinheiten entwickelt werden, wenn 1^{Kls} Kohle zu Kohlensäure verbrennt; dass endlich 34500 Wärmeeinheiten entstehen, wenn 1^{Kls} Hydrogen zu Wassergas verbrennt. Ob die Verbrennung in atmosphärischer Luft oder in reinem Sauerstoff geschieht, ist hinsichtlich der Wärmemenge gleichgültig, denn

der Stickstoff der atmosphärischen Luft spielt beim Verbrennungsprozess nur eine passive Rolle, verbrennt nicht und entwickelt keine Wärme, sondern nimmt nur Wärme in sich auf.

Nehmen wir an, 1^{Klg} irgend eines Brennstoffs enthalte $\mathfrak{K}$ Kilogramm Kohle, $\mathfrak{H}$ Kilogramm Hydrogen, $\mathfrak{O}$ Kilogramm Sauerstoff und $\mathfrak{W}$ Kilogramm hygroskopisches Wasser. Die Verbrennung gehe so vor sich, dass von den $\mathfrak{K}$ Kilg. Kohle $\mathfrak{K}_1$ Kilg. als Rauch entweichen, $\mathfrak{K}_2$ Kilg. zu Kohlenoxydgas verbrennen und $\mathfrak{K}_3$ Kil. zu Kohlensäure, endlich dass $\left(\mathfrak{H} - \frac{1}{8}\mathfrak{O}\right)$ Kilg. freies Hydrogen zu Wassergas, so wird durch den Verbrennungsprozess eine Wärmemenge W entwickelt, die durch folgende Formel ausgedrückt werden kann:

$$W = 2400\ \mathfrak{K}_2 + 7050\ \mathfrak{K}_3 + 34500 \left(\mathfrak{H} - \frac{1}{8}\mathfrak{O}\right) - 650\ \mathfrak{W} \quad . \quad . \quad (1)$$

Das letzte negative Glied rührt daher, weil das hygroskopische Wasser verdampft und zur Bildung von 1^{Klg} Wasserdampf circa 650 Wärmeeinheiten nothwendig sind.

Erfolgt die Verbrennung ganz vollständig und vollkommen, so dass aller Kohlenstoff $\mathfrak{K}$ des Brennstoffs zu Kohlensäure und alles freie Hydrogen zu Wassergas verbrennt, und ist überdies der Brennstoff vollkommen trocken, so dass er gar kein hygroskopisches Wasser enthält, so ist:

$$\mathfrak{K}_2 = 0, \quad \mathfrak{K}_1 = 0, \quad \mathfrak{K}_3 = \mathfrak{K} \text{ und } \mathfrak{W} = 0$$

demnach wird:

$$W = 7050\ \mathfrak{K} + 345000 \left(\mathfrak{H} - \frac{1}{8}\mathfrak{O}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Natürlich wird eine Verbrennung, wobei auch Rauch, Kohlenoxydgas und Wasserdampf gebildet wird, eine viel geringere Wärmemenge entwickeln, als in dem Fall einer vollständigen und vollkommenen Verbrennung.

Die folgende Tabelle gibt die Heizkraft verschiedener Brennstoffe.

Benennung des Brennstoffs	Heizkraft. Wärme-einheiten.	Bemerkungen.
Trockene Holzkohle	7050	für jede Holzart.
Gewöhnliche Holzkohle . . .	6000	0·2 Wasser enthalt.
Reine Koke	7050	
Steinkohlen erster Qualität .	7050	0·02 Asche enthalt.
„ zweiter „ .	6345	0·10 „ „
„ dritter „ .	5932	0·20 „ „
Vollkommen trockenes Holz .	3666	für jede Holzart.
Lufttrockenes Holz	2945	0·2 Wasser enthalt.
Torf erster Qualität	3000	
Ordinärer Torf	1500	
Wasserstoffgas	34500	
Kohlenoxydgas	2400	
Sumpfgas	13000	
Oelbildendes Gas	12000	
Baumöl	11200	
Rüböl	9300	
Weingeist	7200	
Talg	8000	
Schwefel	2200	
Terpentinöl	11000	

Luftmenge zur Verbrennung von 1Klg Brennstoff.

1Klg atmosphärische Luft enthält	.	0·21 O und 0·79 N
1 „ Wasser	„	.	0·88 O „ 0·11 H
1 „ Kohlenoxydgas	„	.	0·57 O „ 0·43 C
1 „ Kohlensäure	„	.	0·72 O „ 0·28 C

Vermittelst dieser Daten kann die Luftmenge berechnet werden, die zum Verbrennen von 1Klg Brennstoff erforderlich ist, welcher $\mathfrak{K}$ Kohlenstoff, $\mathfrak{H}$ Hydrogen und $\mathfrak{O}$ Oxygen enthält. Setzen wir eine vollständige und vollkommene Verbrennung voraus, so dass aller Kohlenstoff zu Kohlensäure und alles freie Hydrogen zu Wassergas verbrennt.

Um 1Klg Kohle zu Kohlensäure zu verbrennen, sind nach obigen Daten nothwendig $\frac{0·72}{0·28} = 2·57$Klg Oxygen und diese werden geliefert durch $\frac{2·57}{0·21} = 12·2$Klg atmosphärischer Luft. Demnach sind $12·2\,\mathfrak{K}$ Kilg.

atmosphärische Luft nothwendig, um $\mathfrak{K}$ Kilg. Kohle zu Kohlensäure zu verbrennen.

Ein Kilogramm Hydrogen erfordert $\frac{0 \cdot 88}{0 \cdot 11} = 8^{Klg}$ Sauerstoff, und dieser wird geliefert durch $\frac{8}{0 \cdot 20} = 38 \cdot 1^{Klg}$ atmosphärische Luft. Die $\left(\mathfrak{H} - \frac{1}{8}\mathfrak{O}\right)$ Kilg. freies Hydrogen des Brennstoffs brauchen daher $38 \cdot 1 \left(\mathfrak{H} - \frac{1}{8}\mathfrak{O}\right)$ Kilg. atmosphärische Luft.

Nennt man nun L die Luftmenge in Kilogrammen, welche zur vollständigen Verbrennung von 1^{Klg} Brennstoff nothwendig ist, so hat man:

$$L = 12 \cdot 2\, \mathfrak{K} + 38 \cdot 1 \left(\mathfrak{H} - \frac{1}{8}\mathfrak{O}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Vermittelst dieser Formel findet man:

für vollkommen trockenes Holz . L = 6·3
„ lufttrockenes Holz . . . . . L = 5·1
„ Holzkohle . . . . L = 11·3
„ Steinkohle . . . . L = 11·6
„ Koke . . . . L = 10·4

Dabei sind die mittleren chemischen Zusammensetzungen der Tabelle 194 der Resultate für den Maschinenbau in Rechnung gebracht worden.

Bei den Kesselfeuerungen ist die Luftmenge, welche die Verbrennung unterhält, gewöhnlich um die Hälfte grösser oder selbst zweimal so gross, als die oben berechnete kleinste Luftmenge, durch die eine vollständige Verbrennung theoretisch möglich ist.

Temperatur der Verbrennungsgase. Wenn wir voraussetzen, dass die Wirkungsgrösse oder mechanische Arbeit, die durch den Verbrennungsakt entwickelt wird, vollständig in den Aether übergeht und in den Dynamiden radiale Schwingungen hervorbringt, kann die Temperatur der Verbrennungsgase durch Rechnung genauer bestimmt werden als durch Versuche, denn die Physik ist nicht im Besitz eines Pyrometers, welches Temperaturen von 1000 bis 2000 Graden mit Verlässlichkeit angibt.

Nennen wir:

W die totale Wärmemenge, die durch Verbrennung von 1^{Klg} Brennstoff entwickelt wird und durch die früher aufgestellten Formeln bestimmt wurde,

A_1 A_2 A_3 ... die Stoffmengen in Kilogrammen, welche bei dem Verbrennungsakt gegenwärtig sind,

$c_1, c_2, c_3 \ldots$ die Wärmekapazitäten dieser Stoffe,
$t_1\ t_2\ t_3 \ldots$ die Temperaturen derselben vor der Verbrennung,
T die Temperatur der Verbrennungsgase.

Dies vorausgesetzt, sind:

$$A_1\ c_1\ (T - t_1),\quad A_2\ c_2\ (T - t_2),\quad A_3\ c_3\ (T - t_3) \ldots$$

die Wärmemengen, welche die Stoffe in sich aufnehmen, indem ihre Temperaturen um $T - t_1$ $T - t_2$ $T - t_3$ gesteigert werden. Wenn also nur Erwärmungen statt finden, hat man:

$$W = A_1\ c_1\ (T - t_1) + A_2\ c_2\ (T - t_2) + A_3\ c_3\ (T - t_3) + \ldots$$

oder summatorisch ausgedrückt:

$$W = \Sigma\ A\ c\ (T - t) = T\ \Sigma\ A\ c - \Sigma\ A\ c\ t$$

demnach wird:

$$T = \frac{W + \Sigma\ A\ c\ t}{\Sigma\ A\ c} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Geschieht die Verbrennung von 1^{Klg} Brennstoff mit L Kilogramm atmosphärischer Luft von t° Temperatur, so bestehen die Verbrennungsgase grösstentheils aus atmosphärischer Luft, wird man sich also von der Wahrheit nicht weit entfernen, wenn man die Wärmekapazität der $L + 1^{Klg}$ Verbrennungsgase gleich der Wärmekapazität der atmosphärischen Luft, also gleich 0·237 setzt, und dann findet man:

$$T = t + \frac{W}{0{\cdot}237\ (L + 1)} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Die Temperatur der Verbrennungsgase ist, wie man aus dieser Gleichung ersieht und wie auch ohne alle Rechnung eingesehen werden kann, um so grösser, je energischer die chemische Aktion (W) und je kleiner die Stoffmenge ($L + 1$) ist, welche den aktiven Erfolg in sich aufzunehmen hat. Wenn Wasserstoffgas in reinem Sauerstoff verbrennt, ist die chemische Aktion (W) höchst energisch, dagegen die Stoffmenge sehr klein, daher die Temperatur sehr hoch.

Wenn 1^{Klg} Wasserstoff mit reinem Sauerstoff verbrennt ist: $W = 34500$, für 1^{Klg} Wasserstoff $A_1 = 1$, $c_1 = 3{\cdot}4046$, für 8^{Klg} Sauerstoff, welches 1^{Klg} Wasserstoff fordert, $A_2 = 8$, $c_2 = 0{\cdot}2182$.

Ist die Temperatur der Gase vor ihrer Verbindung $= 0$, so ist $t_1 = t_2 = 0$ und die Gleichung (1) gibt:

$$T = \frac{34500}{1 \times 3{\cdot}4046 + 8 \times 0{\cdot}2182} = 6700^{\circ}$$

Wenn Steinkohlen mit dem Minimum von kalter atmosphärischer Luft verbrannt werden, ist:

$$W = 7050,\quad L = 11{\cdot}6,\quad t = 0$$

und dann findet man aus (2):

$$T = \frac{7050}{0{\cdot}237\,(11{\cdot}6 + 1)} = 2361^\circ$$

Erfolgt aber die Verbrennung mit zweimal so viel Luft als das Minimum beträgt, also mit $L = 23{\cdot}2$, so wird:

$$T = \frac{7050}{0{\cdot}237\,(23{\cdot}2 + 1)} = 1229^\circ$$

Wenn es sich nur allein um Wärmemenge handelt, ist es im Allgemeinen gleichgültig, ob die Verbrennung mit viel oder mit wenig atmosphärischer Luft erfolgt, denn wenn die Verbrennung vollständig und vollkommen erfolgt, ist die Wärmemenge bei viel oder wenig Luft gleich gross. Allein wenn eine möglichst hohe Temperatur hervorgebracht werden soll, wenn es sich z. B. um die Schmelzung eines Stoffes handelt, wird der beabsichtigte Zweck oftmals nur durch eine Verbrennung mit dem Minimum von atmosphärischer Luft erreicht werden können. Wir werden übrigens in der Folge sehen, dass für eine vollständige und vollkommene Verbrennung eine möglichst hohe Temperatur der Verbrennungsgase vortheilhaft ist, dass es also fast in allen praktischen Verhältnissen für die Entwicklung der Wärme des Brennstoffs günstig ist, wenn die Verbrennung mit dem Minimum von atmosphärischer Luft erfolgt.

Die nachstehende Tabelle gibt für verschiedene Brennstoffe von mittlerer chemischer Zusammensetzung die Temperaturen der Verbrennungsgase, und zwar für den Fall a) wenn die Verbrennung mit dem Minimum von atmosphärischer Luft geschieht, und für den Fall b) wenn die die Verbrennung unterhaltende Luftmenge doppelt so gross ist als das Minimum. Die zwei Columnen a. b. sind vermittelst der Formeln (1) und (2) berechnet worden.

Brennstoff.	Chemische Zusammensetzung.					Temperatur der Verbrennungsgase.	
	𝔎	ℌ	𝔒	𝔚	𝔄	Fall a	Fall b
Holz, wasserleer . . .	0·493	0·063	0·444	0·000	0·015	1870	1010
Holz, lufttrocken . . .	0·394	0·051	0·355	0·200	0·015	1615	963
Torf, wasserleer . . .	0·541	0·055	0·326	0·000	0·076	1930	1111
Torf, lufttrocken . . .	0·443	0·044	0·261	0·200	0·061	1780	1000
Steinkohlen	0·815	0·054	0·071	0·000	0·030	2350	1204
Holzkohlen	0·930	0·000	0·000	0·000	0·070	2185	1130
Koke	0·850	0·000	0·000	0·000	0·150	2180	1130
Anthracit	0·900	0·040	0·032	0·000	0·028	2340	1210
Wasserstoffgas in Sauerstoffgas verbrannt . .	0·000	1·000	0·000	0·000	0·000	6700	

𝔎 = Kohlenstoff
ℌ = Wasserstoff
𝔒 = Sauerstoff } in einem Kilg. Brennstoff.
𝔚 = Wasser
𝔄 = Asche

Vergleicht man diese Temperaturen mit den Schmelztemperaturen der Metalle (Tafel 232, Seite 188 der Resultate für den Maschinenbau), so sieht man, dass alle in dieser Tabelle bezeichneten Metalle zum Schmelzen gebracht werden, wenn dieselben Verbrennungsgasen ausgesetzt werden, die keinen Rauch enthalten und nur das Minimum von atmosphärischer Luft, dass jedoch in den Verbrennungsgasen, die doppelt so viel Luft enthalten, zwar Gusseisen, nicht aber Schmiedeeisen zum Schmelzen kommt.

Für die Erhaltung der Roste und Dampfkessel wäre eine Feuerung mit dem Minimum von atmosphärischer Luft sehr bedenklich, obgleich die Abkühlung, welche das im Kessel enthaltene Wasser (von 100 bis 150° Temperatur) in der Kesselwand bewirkt, gegen das Schmelzen schützt.

Eine hohe Temperatur der Verbrennungsgase ist vortheilhaft für den Verbrennungsprozess, für die vollständige und vollkommene Verbrennung, ist auch nothwendig, wenn diese Gase zu Schmelzprozessen oder zu andern Vorgängen dienen, die nur allein durch äusserst hohe Temperaturen gelingen können. Eine hohe

Temperatur ist jedoch für die Erhaltung der Gefässe, in welchen Luft oder Wasser bis zu einer mässigen Temperatur erhitzt werden sollen, jederzeit nachtheilig, denn wenn auch nicht so leicht eine Schmelzung des Metalls, aus welchem das Gefäss gebildet ist, zu befürchten steht, so werden doch diese Gefässe durch Oxydation rasch abgenützt (durchgebrannt), denn wenn metallische Körper, und insbesondere wenn Eisen mit glühendheisser atmosphärischer Luft in Berührung kommt, bildet sich Metalloxyd und das Metall verschwindet allmählig.

Aus diesen Andeutungen stellt sich aber doch heraus, dass eine gewisse Temperatur der Verbrennungsgase für die Conservirung der Gefässwände am Vortheilhaftesten sein dürfte.. Denn wenn die Verbrennung mit einer Luftmenge erfolgt, die nur wenig grösser ist als das Minimum, entsteht zwar möglicher Weise eine sehr hohe Temperatur, werden aber die Verbrennungsgase nur äusserst wenig freien Sauerstoff enthalten. Erfolgt die Verbrennung mit einer Luftmenge, die viel grösser ist als das Minimum, so entsteht zwar eine nur mässige Temperatur, enthalten jedoch die Verbrennungsgase sehr viel freien Sauerstoff; in diesen zwei exstremsten Fällen (gar kein freier Sauerstoff und sehr viel freier Sauerstoff) wird also, wie es scheint, ein Verbrennen der Gefässwände nicht eintreten, dagegen ist dieses zu befürchten, wenn wenig freier Sauerstoff und ziemlich hohe Tempeturen gleichzeitig vorhanden sind.

Destillation der Brennstoffe. Wenn Holz oder Steinkohlen in einer Retorte von Eisen oder von feuerfestem Thon eingeschlossen und der Glühhitze ausgesetzt werden, entsteht eine Auflösung, nicht aber eine Verbrennung des Brennstoffs. Dieser Vorgang wird Destillation genannt. Er besteht darin, dass sich aus dem Brennstoff Gasmassen entwickeln, und zwar anfänglich in sehr grosser Menge, hierauf allmählig in abnehmender Menge. Nach 4 bis 5 Stunden hört diese Gasentwicklung auf und bleibt in der Retorte ein Rückstand, der nichts als glühende Kohle ist. In welchem Grade die Gasentwicklung mit der Zeit abnimmt, zeigt die folgende Zahlenreihe eines Destillationsversuchs mit Steinkohlen.

Die	erste	Stunde	liefert	eine	Gasmenge	von	38·00^{Kbm}
„	zweite	„	„	„	„	„	29·00^{Kbm}
„	dritte	„	„	„	„	„	22·00^{Kbm}
„	vierte	„	„	„	„	„	15·66^{Kbm}
„	fünfte	„	„	„	„	„	9·33^{Kbm}
„	sechste	„	„	„	„	„	6·00^{Kbm}

Das in dieser Zahlenreihe verborgene Gesetz wird annähernd ausgedrückt durch die Formel

$$Q = 120 \left(1 - e^{-0{\cdot}38\,t}\right)$$

in welcher Q die Gasmenge in Kubikmetern ausdrückt, die während t Stunden Destillationszeit entwickelt wird.

Dass die Gasentwicklung beim Beginn der Destillation sehr lebhaft ist, mit der Zeit aber rasch abnimmt, erkennt man beim Laden der Retorten in den Gaswerken. Anfangs entweicht aus dem Brennstoff ein dicker Qualm von Rauch und Gasen, aber nach einiger Zeit hört diese Erscheinung auf, der Rauch wird allmählig durchsichtig, verschwindet zuletzt ganz und es entweichen zuletzt nur noch durchsichtige Gase im glühenden Zustand.

Werden alle Gase eines Destillationsaktes aufgesammelt und auf ihre chemische Zusammensetzung untersucht, so findet man bei Steinkohlen folgende Bestandtheile:

1) Kohlenwasserstoffgas . . . . . . CH_2
2) Oelbildendes Gas . . . . CH
3) Kohlenoxydgas . . . . CO
4) Kohlensaures Gas . . . . CO_2
5) Schwefelwasserstoffgas . . . . . . SH
6) Ammoniakgas . . . . NH_3
7) Hydrogengas . . . . H

Die Gase 5) und 6) entstehen durch den in der Regel geringen Gehalt von Schwefel und Stickstoff. Sie sind, wenn die Destillationsprodukte als Leuchtgas verwendet werden sollen, nachtheilig, weil sie kein Licht geben und einen höchst unangenehmen Geruch verbreiten. Werden die Destillationsprodukte zur Wärmeerzeugung gebraucht, so schaden sie an und für sich nicht; allein der Schwefel zerstört die Dampfkessel und ist im Eisenschmelzungsprozess sehr nachtheilig, weil das Eisen durch einen geringen Grad von Schwefelgehalt kaltbrüchig wird.

Die Zusammensetzung der Destillationsgase ist aber in den verschiedenen Zeitpunkten des Destillationsaktes verschieden. Am Anfang der Destillation ist das Gas reich an CH und CH_2, arm an CO, CO_2 und H, gegen das Ende der Destillation nimmt der Gehalt von CH und CH_2 mehr und mehr ab, nach 6 bis 8 Stunden werden nur noch geringe Spuren von H und CO entwickelt.

Aehnlich ist der Vorgang der Destillation von Holz, nur mit dem Unterschied, dass die Gase SH und NH_3 nicht vorkommen, weil im Holz weder S noch N enthalten ist.

Reine Kohlen (Holzkohle oder Koks) können nicht destillirt werden, weil der Kohlenstoff in Gasform nicht existirt.

Bedingungen einer vollständigen und vollkommenen Verbrennung eines Brennstoffes. Fast in allen technischen Vorgängen geschieht die Verbrennung der Brennstoffe vermittelst atmosphärischer Luft. Der Stickstoff spielt dabei nur eine passive Rolle; er geht keine Verbindungen ein, verursacht desshalb keine Wärmeentwicklung, sondern nimmt nur einen Theil der Wärme, die durch die Verbrennung der Kohle und des Wasserstoffgases entwickelt wird, in sich auf und wird bis zur Temperatur der Verbrennungsgase erwärmt. Zu einer vollständigen und vollkommenen Verbrennung gehört, dass aller Kohlenstoff des Brennstoffes zu Kohlensäure und alles Hydrogen zu Wassergas verbrannt wird. Im Allgemeinen gilt der Satz, dass die Verbindung des O mit dem H und C des Brennstoffs nur dann erfolgt, wenn 1) die Temperatur der atmosphärischen Luft wenigstens 400 bis 500° beträgt (Ebelmann), 2) der Brennstoff im glühenden Zustande sich befindet, 3) eine möglichst innige und hinreichend andauernde Berührung zwischen der Luft und dem Brennstoff, so wie auch mit den aus demselben entweichenden Destillationsgasen statt findet. Da die atmosphärische Luft gewöhnlich mit einer ganz niedrigen Temperatur in den Feuerherd eintritt, so muss sie zuerst durch die Hitze des glühenden Brennstoffs bis zu 200 bis 500° erhitzt werden, ist dies geschehen, so soll sie sich so direkt als möglich der glühenden Kohlenatome des Brennstoffs und der aus demselben entweichenden Destillationsgase bemächtigen, so zwar, dass der Verbrennungsakt entweder vollständig oder doch beinahe vollständig vorüber ist, so wie die Gasmasse das Bereich des glühenden Brennstoffs verlassen hat. Jede nachträgliche Verbrennung gelingt nur unvollständig. Die Verbrennungsgase enthalten eine so grosse Masse von Stickgas, von Kohlensäuregas und überhaupt von inaktiven Gasen, dass sich in dieser Masse die Atome der verbrennbaren und noch nicht verbrannten Atome mit den Sauerstoffatomen nicht zusammenfinden. Oder es fehlt an hinreichender Menge von atmosphärischer Luft, oder es fehlt an der innigen Mengung von verbrennbaren Gasen mit atmosphärischer Luft, oder endlich es ist die Temperatur nicht hoch genug. Man kann also sagen, dass jeder Verbrennungsakt unvortheilhaft ist, bei welchem die Verbrennung erst nachträglich und nicht direkt erfolgt.

Praktische Mittel zu einer vollständigen Verbrennung. Um die Verbrennung eines Brennstoffes in der angedeuteten Weise zu be-

wirken, muss man beachten: 1) die Trocknung des Brennstoffs, 2) die Grösse der Brennstoffstücke, 3) die Einrichtung des Feuerherds, 4) die Dicke der Brennstoffschicht im Feuerherd und die Stärke der Anfachung, 5) die Beschickung des Herdes oder Feuerrostes mit Brennstoff, 6) Grösse des Rostes.

Ueber diese Punkte werden die nachfolgenden Erläuterungen Aufschluss geben.

Daß trockener Brennstoff mehr Wärme entwickelt als nasser, ist Jedermann bekannt und liegt in der Natur der Sache. Denn nicht nur, dass zur Verdampfung von jedem Kilogramm des im Brennstoff enthaltenen Wassers circa 650 Wärmeeinheiten nothwendig sind, die also verloren gehen, so kommt noch der ungünstige Umstand dazu, dass gerade durch diesen Wärmeverlust die Temperatur der Verbrennungsgase erniedrigt wird, was zur Folge haben kann, dass die Verbrennnung unvollkommen, d. h. mit Rauchentwicklung geschieht. Eine künstliche Trocknung des Brennstoffs wird freilich in den meisten Fällen der Praxis nicht möglich, wohl aber kann man in den meisten Fällen wenigstens eine Lufttrocknung veranlassen.

Die Größe der Brennstoffstücke ist, insbesondere bei Steinkohlenfeuerung, von grösserer Wichtigkeit als man denken sollte. Sind die Brennstoffstücke gar zu klein und theilweise sogar wie Kohlenklein, so fällt dieses durch die Rostspalten in den Aschenfall herab, und sind dann die Zwischenräume zwischen Brennstoffstückchen so klein und durch pulverige Theile angefüllt, dass die atmosphärische Luft schwer durchdringen kann. Unter solchen Umständen wird eine rauchfreie Verbrennung nicht stattfinden.

Sind dagegen die Brennstoffstücke sehr gross, ist also ihre Oberfläche gegen ihren Kubikinhalt sehr klein, so entwickeln sich im Innern der Steinkohlenstücke grosse Massen von Destillationsgasen, die aus den Poren, Spalten und Ritzen der Stücke hervorqualmen, und wenn auch durch die weiten Zwischenräume zwischen den Brennstoffstücken grosse Mengen atmosphärischer Luft durchgehen können, so fehlt es doch an der zu einer vollständigen Verbrennung nothwendigen innigen Mengung der Destillationsgase mit der atmosphärischen Luft; es gibt also in diesem Falle abermals Rauch.

Man will gefunden haben, dass, wenigstens bei Dampfkesselheizungen, wo die Dicke der Brennstoffschichte auf dem Rost nicht mehr als 0·1 bis 0·12^{m} beträgt und die Anfachung eine mässige ist, die Verbrennung am besten erfolgt, wenn die Brennstoffstücke un-

gefähr die Grösse eines Hühnereis haben. Diese vortheilhafte Grösse der Brennstoffstücke richtet sich jedoch auch nach der Beschaffenheit der Kohlen und nach der Dicke der Brennstoffschichte. Ist diese, wie bei Kupolöfen (wo allerdings Koks und nicht Steinkohlen angewendet werden) sehr gross, so können auch grosse Stücke gut verbrennen.

Dicke der Brennstoffschicht. Anfachung. Rost. Die Dicke der Brennstoffschicht ist bei verschiedenen Feuerungsanlagen sehr verschieden. Sie beträgt bei den Kesselfeuerungen in der Regel nur 0·10 bis 0·12^{m}. Bei Lokomotivfeuerungen 0·4 bis 0·7^{m}. Bei den Kupolöfen 2 bis 3^{m}, endlich bei den Kokshochöfen 6 bis 13^{m} Höhe und alle diese Feuerungen geschehen ungefähr gleich vollkommen.

Man könnte daher bei oberflächlicher Auffassung dieser richtigen Thatsachen leicht zu dem Fehlschluss verleitet werden, dass die Dicke der Brennstoffschichte beinahe gleichgiltig wäre. Allein wenn man bedenkt, dass die Anfachung bei Dampfkesselheizungen ganz schwach ist und durch Kamine veranlasst wird, bei Lokomotivfeuerungen durch das Auspusten des Dampfes erwirkt wird und weit heftiger ist, bei Kupolöfen durch Ventilatoren geschieht, endlich bei Hochöfen durch gewaltige Gebläsemaschinen, so erkennt man durch Kombination der Thatsachen über die Intensitäten der Anfachung mit der Thatsache in Betreff der Brennstoffschicht, dass sich mit einer lebhaften Anfachung eine dicke Brennstoffschicht sehr wohl verträgt, oder es folgt aus der Gesammtheit dieser Thatsachen, dass die Dicke der Brennstoffschicht von der Anfachungsgeschwindigkeit abhängt. Berücksichtiget man noch ferner den früher ausgesprochenen Gedanken, dass die heisse Luft eine gewisse Zeit mit dem glühenden Brennstoff in Berührung bleiben muss, damit der Verbrennungsakt vollständig vor sich gehen kann, so wird man auf den Gedanken geleitet, dass die Durchgangszeit der Luft durch die Brennstoffschicht constant und überhaupt so gross sein soll, als die Zeitdauer des chemischen Prozesses.

Nennt man nun:

R die Grösse der Rostfläche,

$m R$ die Summe der Querschnitte aller Luftspalten zwischen den Roststäben,

$\mathfrak{V}$ das Volumen der auf dem Rost liegenden glühenden Brennstoffmenge,

$\Delta = \frac{\mathfrak{V}}{R}$ die mittlere Dicke der Brennstoffschicht,

B die Brennstoffmenge in Kilogrammen, welche in jeder Stunde auf dem Rost verbrennt,

v die Anfachungsgeschwindigkeit, welche wir nach der Geschwindigkeit messen können, mit der die Luft die Rostspalten durchströmt, in Metern,

so können wir nach dem oben ausgesprochenen Grundsatz setzen:

$$\Delta = \alpha \, v \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

wobei α die für jeden Brennstoff durch Erfahrung zu bestimmende Zeit bezeichnet, in der die Luft mit dem glühenden Brennstoff in Berührung bleiben soll.

Es ist ferner:

$$\mathfrak{B} = \Delta \, R \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

Endlich muss die durch die Rostspalten einströmende Luftmenge $v\,m\,R$ der zu verbrennenden Luftmenge proportional sein. daher hat man:

$$v\,m\,R = \beta\,B \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (3)$$

wobei β ein nur von der Natur des Materials abhängiger Coeffizient ist.

Aus dieser Gleichung folgt:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{B} &= \frac{\alpha\beta}{m} B \\ R &= \frac{\alpha\beta}{m} \frac{B}{\Delta} \\ v &= \frac{\Delta}{\alpha} = \frac{\beta}{m} \frac{B}{R} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

Bestimmt man die Coeffizienten α und β durch die Thatsachen, welche gut angeordnete Kesselfeuerungen und Lokomotivfeuerungen liefern, so findet man: $\alpha\,\beta = \frac{1}{1895}$, $\alpha = \frac{1}{7}$, demnach:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{B} &= \frac{1}{1895} \frac{B}{m} \\ R &= \frac{1}{1895} \frac{B}{m\,\Delta} \\ v &= 7\,\Delta \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (5)$$

Nach diesen Resultaten ist also 1) die auf den Rost zu legende Brennstoffmenge der Brennstoffmenge proportional, die stündlich verbrannt werden soll; ist 2) die Rostfläche der Brennstoffmenge, die stündlich verbrannt werden soll, direkt und der Dicke der Brennstoffschicht verkehrt proportional; ist endlich 3) die Anfachungsschwindigkeit der Dicke der Brennstoffschichte proportional.

Roste.

Rosteinrichtungen und Beschickung. Nachdem wir nun die allgemeinen Grundsätze kennen gelernt haben, die eine vortheilhafte Verbrennung der Brennstoffe herbeiführen können, wenden wir uns zur Betrachtung der speziellen Rosteinrichtungen, durch welche jene Grundsätze verwirklicht werden sollen.

Offene Herdfeuerung und Kaminfeuerung. Bei diesen Feuerungsarten liegt das Brennmaterial auf einer ebenen ununterbrochenen Ebene aus irgend einem feuerfesten Material, und die atmosphärische Luft strömt seitlich zu. Diese Verbrennungsweise ist äusserst unvortheilhaft, weil die innige Berührung und Mengung der atmosphärischen Luft mit dem Brennstoff und dem Destillationsgase nicht statt findet und in der Regel nur die strahlende Wärme der Flamme benutzt wird, während die Verbrennungsgase ganz unbenützt in das Kamin aufsteigen. Dies gilt auch von der insbesondere in England üblichen Kaminfeuerung.

Der gewöhnliche ebene Rost. Tafel XIII., Fig. 5. Bei diesem Rost, der am häufigsten gebraucht wird, wird das Brennmaterial durch die Schüröffnung a auf den Rost gelegt und auf demselben gleichförmig vertheilt. Die atmosphärische Luft tritt durch den Aschenraum ein, zieht durch die Rostspalten und die Brennstoffmasse, und unterhält die Verbrennung.

Der Verbrennungsakt richtet sich theils nach der Natur des Brennstoffs, theils nach der Beschickungsweise. Die Brennmateriale sind: a) Holzkohlen, b) Koke, c) Holz, d) Steinkohlen, e) Torf. Die Beschickungsweisen sind: a) die zeitweise, b) die continuirliche. Die Vertheilung des Brennstoffs geschieht entweder a) über den ganzen Rost, b) über den halben Rost.

Es würde zu weitläufig sein, alle möglichen Fälle im Detail zu besprechen, wir beschränken uns auf wenige Hauptfälle.

Nehmen wir erstens an: Holzkohlen oder Koksfeuerung, zeitweise Beschickung, gleichförmige Vertheilung über den ganzen Rost.

Im Moment, wenn eine Beschickung statt findet, befindet sich auf dem Rost eine dünne Schicht von glühenden Kohlen, die von der atmosphärischen Luft durchströmt werden. Ist die Beschickung geschehen, so liegt auf den glühenden Kohlen, die vor der Beschickung auf dem Rost lagen, eine Schicht von kalten schwarzen Kohlen. Die Luft dringt durch die Rostspalten ein, er-

wärmt sich bei ihrem Durchgang durch die rothen Kohlen, kommt dann in die schwarzen Kohlen, kann sich aber mit diesen nicht chemisch verbinden, weil die Temperatur zu niedrig ist. Es bildet sich daher kalter Rauch, der durch die Luftzüge nach dem Kamin zieht. Dieser Zustand dauert so lange fort, bis die aufgegebene Kohlenschicht ebenfalls glühend geworden ist, worauf sich sodann die Sauerstoffatome der Luft der an der Oberfläche des Brennstoffs befindlichen Körperatome bemächtigen, und die Verbrennung zu Kohlensäure oder Kohlenoxydgas erfolgt. Dieser Zustand dauert fort, bis die glühende Kohlenschicht so dünn geworden ist, dass eine nächste Beschickung nothwendig wird. Diese Feuerungsart hat zwei Nachtheile: 1) der Brennstoffverlust durch den nach der Beschickung entstehenden Rauch, 2) eine stets zunehmende statt abnehmende Luftzuführung. Die Luftzuführung sollte nämlich allmählig schwächer und schwächer werden, so wie die Dicke der Brennstoffschicht abnimmt, es geschieht aber das Gegentheil, weil der Widerstand, den der Brennstoff dem Durchgang der Luft entgegensetzt, abnimmt, so wie die Dicke der Schicht kleiner wird. Diese verkehrte Luftzuführung könnte nur beseitigt werden, wenn durch einen Schieber der Luftkanal an einer bestimmten Stelle allmählig verengt würde.

Betrachten wir ferner den Fall: Steinkohlenfeuerung, zeitweise Beschickung, gleichförmige Vertheilung über den ganzen Rost.

Im Moment, wenn der Rost beschickt wird, liegt auf demselben eine dünne Schicht von glühenden ausdestillirten Steinkohlen, also Koks. Nachdem die Beschickung geschehen ist, liegt auf der glühenden Koksschicht eine dünne Schicht schwarzer Steinkohlen. Bis diese erhitzt ist, bildet sich schwarzer Rauch, dessen Kohle verloren geht. Hierauf beginnt die Destillation der Steinkohlen. Die Destillation erfolgt in jedem Steinkohlenstückchen vom innersten Punkte an bis an die Oberfläche. Die Destillationsgase entweichen durch die Poren, Ritzen und Spalten aus der Oberfläche der Brennstoffstücke in Form von Gasstrahlen. Die durch den Rost eintretende kalte atmosphärische Luft wird zuerst erhitzt, kommt dann mit einer Temperatur von 400 bis 500° an eine Stelle, wo vielleicht nur glühende Koks sind, bewirkt ihre Verbrennung, gelangt dann vermischt mit Kohlensäure und Kohlenoxydgas in das Bereich der im Destillationsakt befindlichen Steinkohlen und bewirkt die Verbrennung der Destillationsgase, jedoch nur unvollständig, weil die Berührung zwischen der Luft und dem Destillationsgase zu kurze Zeit dauert, und eine nachträgliche Verbrennung im Feuerraum aus den früher Seite 306 angeführten Gründen nicht gut von statten

geht. Diese Verbrennungsart ist also, wie man sieht, nicht vortheilhaft, indem 1) Anfangs sehr viel Rauch gebildet wird, 2) später die Destillationsgase unvollständig verbrennen, 3) zuletzt, wenn die Destillation ziemlich vorüber ist, zu viel Luft eintritt, wenn nicht der Zugschieber sehr aufmerksam bedient wird.

Betrachten wir nun folgende Verbrennungsweise: 1) Steinkohlen, 2) zeitweise Beschickung 3) des halben Rostes.

Bei dieser Feuerungsart wird beim ersten Anfeuern der ganze Rost gleichförmig beschickt. Ist die Verbrennung so weit fortgeschritten, dass sich der Brennstoff in Koks umgewandelt hat, so wird derselbe auf die hintere Hälfte des Rostes geschoben und gleichförmig vertheilt und wird die dadurch leer gewordene vordere Hälfte des Rostes mit frischen Steinkohlen beschickt. Der Rauch, welcher sich anfangs bildet, so wie die Destillationsgase, die sich später aus den Steinkohlen entwickeln, streichen dann über die auf der hintern Rosthälfte liegenden glühenden Koks hin und können, vorausgesetzt, dass eine hinreichende Menge von heisser atmosphärischer Luft zutritt, ziemlich vollständig verbrannt werden. Ist die Steinkohle auf der vordern Rosthälfte abdestillirt, hat sie sich also in Koks verwandelt, so wird sie auf die hintere Rostfläche geschoben und wird die vordere Rostfläche abermals mit frischen Steinkohlen versehen. Diese Feuerungsweise ist wohl besser als die beiden früher beschriebenen, allein eine vollständige rauchfreie Verbrennung ist doch auch nicht zu erzielen, denn die Luftzuführung und Mengung der eingetretenen Luft mit dem Rauch und mit den Verbrennungsgasen ist beinahe dem Zufall überlassen, daher ganz unsicher.

Der schräge Rost. Tafel XIII., Fig. 6. Bei dieser Einrichtung werden zwei Roste a und b angewendet. Der vordere Rost a hat eine schräge Lage und ist grösser als der hintere, etwas tiefer und horizontal liegende Rost. Der Rost a wird gleichförmig beschickt. Ist das Material grösstentheils niedergebrannt, so wird es zurückgeschoben und fällt auf den kleinen Rost b, worauf neuerdings a mit frischen Steinkohlen beschickt wird. Die Schlacken, welche auf dem hintern Rost liegen bleiben, werden mit Haken durch die Oeffnung zwischen den beiden Rosten hervorgezogen und in den Aschenraum geworfen. Die Leistungen dieser Feuerung mögen ungefähr so gut sein, als die eines gewöhnlichen Rostes bei halber Beschickung. Die leichte Beseitigung der Schlacken von dem Rost b ist ein Vortheil.

Der Treppenrost mit Schachtbeschickung. Tafel XIII., Fig. 7. Bei dieser Einrichtung hat der Rost, wie bei dem vorhergehenden, eine schräge Lage. Der Brennstoff wird aber in den Schacht a geworfen und fällt allmählig durch sein Gewicht auf den geneigten Rost herab, so dass er auf demselben eine Schicht bildet, deren Dicke allmählig von oben nach unten abnimmt.

Der Zustand der Feuerung ist hier nicht ein periodischer, sondern ein sich stets gleichbleibender, aber der Vorgang ist an verschiedenen Stellen des Rostes verschieden; oben liegen auf dem Rost rauchende Kohlen, in der Mitte befinden sich die Kohlen im Zustand der Destillation, unten sind glühende Koks, der Rauch und die Destillationsgase mengen sich unten mit der durch die Koks erhitzten atmosphärischen Luft und werden verbrannt. Der Verbrennungsakt kann auf diese Weise ziemlich vollkommen vor sich gehen, allein diese Einrichtung hat den praktischen Nachtheil, dass die Reinigung des Rostes von Asche und Schlacken sehr schwer zu Stande gebracht wird.

Rotirender Rost mit continuirlicher Beschickung. Tafel XIII., Fig. 8. Der Rost ist kreisrund und durch eine Axe gehalten und getragen, die aber durch ein Lager gehalten wird und sich unten mittelst eines Zapfens in einer Pfanne dreht. Die Axe dieses Rostes wird durch irgend einen Mechanismus von einer Transmission aus langsam gedreht. Der Brennstoff wird stetig durch einen Schacht a in kleinen Quantitäten auf den Rost herabgeworfen. Im regelmässigen Gang der Feuerung bildet der Brennstoff auf dem Rost eine ringförmige Schicht, in welcher in der Richtung der Drehung alle Zustände von der frischen Kohle an bis zu ausdestillirten Koks getroffen werden. Wird die Bewegung des Rostes so langsam gemacht, dass an der dem Schacht diamentral gegenüber befindlichen Stelle des Rostes bereits glühende Koks liegen, so zieht der von der frischen Kohle ausgehende Rauch und ziehen die von den im Destillationsakt befindlichen Kohlen ausgehenden Gase über die glühenden Koks hin und können dort ziemlich gut verbrannt werden. Diese Einrichtung ist sehr alt, ihrem Prinzip nach sehr gut, aber für die Anwendung doch von keinem Werth. Will man die Kohlenzubringung von Hand bewerkstelligen lassen, so ist dazu ein besonderer Arbeiter nothwendig. Will man sie automatisch durch einen selbstwirkenden Mechanismus hervorbringen, so hat man es mit einer konstruktiven Aufgabe zu thun, die wenigstens bis jetzt noch nicht mit Glück gelöst wurde, und wohl schwerlich jemals gelöst werden wird. Dann aber ist doch auch hier die Verbrennung

nicht eine ganz unmittelbare, sondern mehr nur eine nachträgliche, daher unvollkommen.

Der Kettenrost mit continuirlicher Beschickung. Tafel XIII., Fig. 9. Der Brennstoff fällt bei dieser Einrichtung durch einen Schacht a auf einen Zuführungsapparat, bestehend aus einer Kettenbewegung, die mit schmalen eisernen Tischplatten versehen ist. Die Bewegung des Mechanismus geschieht automatisch und erfolgt so langsam, dass der Brennstoff vollkommen ausgebrannt am Ende der Kette ankommt, wo er als glühende Schlacke in den Aschenfall fällt.

Das Prinzip dieser Einrichtung ist ganz gut, aber es bedarf kaum einer Erwähnung, dass dieser Kettenmechanismus unter der Einwirkung der Glühhitze, der Asche und des Kohlenstaubes nicht bestehen kann.

Der Bodmer'sche Schraubenrost. Tafel XIII., Fig. 10. Bei dieser Anordnung sind die Roststäbe a von einander ganz getrennt. Sie liegen mit ihren Enden auf zwei Leisten, und werden durch zwei Schrauben b b mit abnehmender Steigung und abnehmender Gewindhöhe zurückbewegt. Dort angekommen fallen sie herab und werden durch zwei Schrauben wiederum nach vorwärts bewegt und zuletzt in die Höhe gehoben, um abermals einen ähnlichen Bewegungscyclus zu durchlaufen. Der Brennstoff soll continuirlich und in kleinen Quantitäten durch einen Schacht auf die vordern Stäbe des Rostes gebracht werden. Da die Steigung der Gewinde nach hinten zu allmählig abnimmt, nimmt auch die Entfernung der Roststäbe allmählig ab, was zur Folge hat, dass die kleinen Brennstoffstückchen, die zuletzt noch auf dem Rost liegen, nicht durch die Spalten fallen, und dass zuletzt nicht zu viel Luft eintreten kann. Die ganze Einrichtung ist zu komplizirt und nicht haltbar.

Roste für nachträgliche Verbrennung. Tafel XIII., Fig. 11. Diese Einrichtung unterscheidet sich von der eines ganz gewöhnlichen Rostes nur durch mehrere kleine Luftkanäle a, die an der Rückwand des Aschenraums beginnen und an der Feuerbrücke endigen. Diese Kanäle haben die Bestimmung, den Verbrennungsgasen atmosphärische Luft zuzuführen; allein wenn dieselbe, wie es hier der Fall ist, im kalten Zustand in den Feuerraum eintritt, wird sie die Verbrennungsgase abkühlen, nicht aber die noch unverbrannten Stoffe verbrennen.

Nachträgliche Verbrennung mit Ventilator. Tafel XIII., Fig. 12. Beim regelmässigen Gang dieser Feuerung ist der Aschenraum ganz geschlossen und die Luft wird durch einen Ventilator theils in den Aschenraum bei a, theils durch die Seitenwände des Feuerungsraums bei b b b eingeblasen. Wenn die Luft auf ihrem Wege von dem Ventilator bis zu den Mündungen der Einblasröhren durch abgehende Wärme erhitzt wird, kann auf diese Weise die Verbrennung begünstigt werden. Durch Einblasen von kalter Luft wird jedoch nicht viel zu erreichen sein.

Der Doppelrost. Tafel XIV., Fig. 1. c d sind zwei Roste, für jeden ist eine Einfeuerung a und b vorhanden. g h sind Oeffnungen, die nach dem Aschenfall führen, also unterhalb der Rostfläche sich befinden. Sie sind mit Schiebern versehen, um geöffnet oder geschlossen werden zu können. e *f* sind zwei Schieber, durch welche die von den beiden Rosten ausgehenden Züge verschlossen werden können. Man denke sich g und *f* geöffnet, h und e geschlossen, der Rost c sei mit kalten Kohlen von a aus beschickt. Auf dem Rost d liegen glühende halbabgebrannte Kohlen. So wird der von c ausgehende Rauch und die Verbrennungsgase über die glühenden Kohlen von d hinstreichen, wodurch die Verbrennung bewirkt werden soll. Ist die Kohle auf c halb verbrannt, so ist sie auf d ganz niedergebrannt. Beschickt man nun den Rost d von b aus mit frischer Kohle und ändert die Stellung der Schieber so, dass h und e geöffnet, g und *f* geschlossen werden, so geht der Rauch von d über c durch e nach dem Kessel k. Die Wirkung dieses Doppelrostes ist ähnlich der eines gewöhnlichen Rostes mit halber Beschickung.

Der Schachtrost. Tafel XIV., Fig. 2. Der Rost b befindet sich hier in einem Schacht, in welchem das Brennmaterial bei b eingebracht wird. Der Kanal *f* unter dem Rost ist ganz geschlossen und führt bei d nach dem Kessel. Die Luft wird durch den Kanal c vermittelst eines Ventilators oder stark ziehenden Kamins in den Schacht getrieben. In regelmässigem Gang dieser Feuerung besteht die auf dem Rost liegende Brennstoffmasse aus drei Schichten. Die unterste Schicht sind glühende Koks, die mittlere Schicht besteht aus Kohlen, die sich im Zustande der Destillation befinden, die oberste Schicht besteht aus rauchenden Kohlen. Das Prinzip dieser Feuerung ist in der That vortrefflich. Die Luft wird hier im Rauch erhitzt, vermengt sich mit demselben und mit den Destillationsgasen der mittleren Schicht und dieses Gemenge von Luft, Rauch und von De-

stillationsgasen geht dann durch die unterste glühende Schicht. Eine vortheilhaftere Verbrennungsweise wird wohl kaum ausgedacht werden können, aber dennoch sind diese Schachtroste nur selten anwendbar, und zwar aus folgenden Gründen: 1) wenn die Verbrennung vollkommen geschehen soll, muss der Rost verhältnissmässig klein und muss dagegen die Dicke der Brennstoffschicht gross sein. Es ist also eine heftige Anfachung erforderlich, wie sie durch ein Kamin nur selten hervorgebracht werden kann. 2) Die Reinigung des Rostes von Asche und Schlacken ist mit Schwierigkeiten verbunden und kann erst dann gut bewerkstelligt werden, wenn man das Feuer ganz niederbrennen lässt. 3) die Roststäbe sind hier einer Temperatur ausgesetzt, der sie nicht widerstehen. Sie werden weissglühend, biegen sich und fallen herab.

Der Dumery'sche Rost. Tafel XIV., Fig. 3. Dieser Rost hat die Einrichtung, dass das frische Brennmaterial nicht wie bei einem gewöhnlichen Rost auf den glühenden Brennstoff geworfen, sondern zwischen dem Rost und dem auf demselben liegenden halb oder ganz abgebrannten Brennstoff hineingeschoben werden soll. Gelingt diese Beschickung, so gewährt sie für die Verbrennung die Vortheile eines Schachtrostes, hat aber den Vorzug, dass die Roststäbe nicht glühend werden können, weil durch dieselben die kalte Luft eintritt und weil sie wenigstens kurz nach dem Nachschüren nur mit kaltem frischem Brennstoff in Berührung stehen. Um diese Beschickung zu bewirken, hat *Dumery* folgende Einrichtung ausgedacht. Der Rost a ist nicht eben, sondern ist in der Mitte erhöht, bildet also eine von der Seite her gegen die Mitte hin ansteigende cylindrische Fläche. Der Brennstoff (Steinkohlen) wird nicht continuirlich, sondern zeitweise eingebracht. Zu diesem Behufe sind neben dem Rost winkelförmige Röhren mit einem vertikalen Schenkel und einem horizontalen Schenkel b angebracht. An dem äusseren Ende der letzteren sind Drücker d d angebracht, die sehr verschiedene Einrichtungen erhalten können. In der Zeichnung haben sie die Form von Drehklappen. Die Steinkohlen werden in die Röhren c c geworfen, bis die Winkelröhren ganz angefüllt sind, und die Einbringung derselben geschieht, indem die Drücker von Zeit zu Zeit in die Röhren b b hineingeschoben und dann wiederum zurückbewegt werden. Gehen die Drücker in die Röhren b b hinein, so schieben sie die Steinkohlen in Form eines Keiles längs der hohlen Fläche des Rostes fort, dadurch werden die glühenden Koks nach dem höchsten Punkt des Rostes zusammen geschoben, überstürzen sich und fallen zu beiden Seiten auf die frische Steinkohle

herab. Werden die Drücker aus den Röhren b b zurückgezogen, so fällt die Kohle aus dem Schachtrohre herab und füllt die Räume aus, welche durch die rückgängige Bewegung der Drücker leer geworden sind.

Das Prinzip dieser Rostbeschickung ist vortrefflich, allein die Verwirklichung desselben ist bis jetzt noch nicht in befriedigender Weise gelungen. Ganz abgesehen von der praktischen Schwierigkeit der Konstruktion dieser Drücker und ihres Bewegungsmechanismus, kann denn doch auf diese Weise diejenige Uebereinanderschichtung des Brennstoffs, welche eine ganz vortheilhafte Verbrennung erwarten lässt, nicht wohl hervorgebracht werden. Die frische Kohle, die halb abdestillirte Kohle und die ausdestillirten Koks werden bei dieser Einrichtung mehr nebeneinander, statt übereinander gelagert. Die drei Schichten sollten in der ganzen Ausdehnung des Rostes in gleicher Dicke übereinander zu liegen kommen, was durch diese Einrichtung ohne Nachhilfe durch den Heizer nicht geschehen wird.

Die Resultate, welche man durch Versuche mit *Dumery*'schen Rosten erhalten hat (siehe *Weber*, die rauchfreie Verbrennung der Steinkohlen, Seite 45), werden zwar hie und da ziemlich günstig dargestellt, allein man findet auch wenig versprechende Urtheile. Namentlich drückt sich *Combes* in seinem Bericht über die Versuche mit Dumery'schen Feuerungen in folgender Weise aus:

„Nos essais semblent démontrer que l'usage des procédés ou „des appareils fumivores ne donne lieu dans aucun cas à une éco„nomie de combustible. La chaleur developpée par la combustion „des particules charbonneuses qui constituent la fumée, étant a peu „près compensée par la deperdition resultant de la plus grande „masse d'air chaud, qui secule par la cheminée."

Ebenso spricht sich auch der Bericht über die in Sachsen angestellten Versuche über die Heizkraft der Steinkohlen, Seite 479, in einer Weise aus, die für die Zukunft der rauchverzehrenden Feuerungen wenig hoffen lässt. Es heisst da unter Anderm:

„Wohl mag es nicht selten vorkommen, dass durch Anbrin„gung eines „Rauchverbrennungsapparates" die Nutzleistung einer „Kesselanlage um Vieles verbessert wird, aber dann ist dieselbe „vorher unvollkommen gewesen, und die Neuerung hat durch Ver„minderung des Zuges, Vergrösserung der Heizfläche, Verkleinerung „der Rostfugenfläche oder sonstige Verbesserungen mehr gewirkt, „als durch Verbrennung des Rauches. Man trenne also endlich die „Forderung der vollständigsten Rauchverhütung von der einer „grossen Brennstoffersparniss und täusche sich nicht länger durch

„Erwartung ökonomischer Vortheile von rauchverzehrenden Appa-
„raten als solchen!"

Es muss der Zukunft überlassen bleiben zu entscheiden, ob es gelingen wird, das Grundprinzip, auf welchem die Dumery'sche Feuerung beruht, ganz glücklich zu verwirklichen. Jedenfalls ist es ganz richtig, wenn man behauptet, dass die frische Kohle zwischen dem Rost und der darauf liegendenden Schicht von glühenden Koks eingebracht werden soll. Denn wie dies gelingt, kann die Verbrennung so gut geschehen, wie bei einem Schachtrost, ohne dass die Rosstäbe glühend werden und ohne Schwierigkeiten hinsichtlich der Reinigung des Rostes und der Beseitigung der Schlacken zu begegnen.

Der rotirende Rost von George in Paris. Tafel XIV., Fig. 4. Diese Feuerung beruht auf dem gleichen Grundgedanken, wie jene von *Dumery.* Der Rost a ist rund und glockenförmig und hat in der Mitte eine runde Oeffnung. Er ist unbeweglich. Der Beschickungsapparat befindet sich auf einem beweglichen Wagen und kann unter den Rost gerollt werden. Er besteht aus einem Cylinder, der durch eine Stütze c gehalten ist, die sich an dem Wagen d befindet. e ist ein konisches Gefäss, dass mit einer vertikalen Axe verbunden ist, an welcher Schraubenwindungen angebracht sind. Das Gefäss e, die Axe und die Schraubenwindungen bilden also ein Stück, das sich unten mit einem Zapfen in einer auf dem Wagen angebrachten Pfanne dreht. Es wird dadurch eine vertikale Stellung erhalten, indem die Schraubengänge die innere Fläche des Cylinders beinahe berühren. Das Gefäss e mit der Axe und Schraube kann durch ein Räderwerk von der Kurbel *f* aus gedreht werden.

Beim regelmässigen Gang der Feuerung ist der Rostkessel, der Cylinder b und das Gefäss e mit Brennstoff gefüllt. Will man nachschüren, so wird von der Kurbel *f* aus das Gefäss e mit der Schraube gedreht, wodurch die Steinkohlen in die Höhe geschraubt werden, weil b keine Drehung macht. Der kalte Brennstoff kommt auf diese Weise in den tiefsten Punkt des Rostkessels, hebt den darüber liegenden halbverbrannten Brennstoff in die Höhe, wodurch er seitlich abfällt und sich über den Rost verbreitet. Die Einrichtung ist jedenfalls recht sinnreich ausgedacht.

Dr. **Gall's Feuerungsanlage (Kesselfeuerung).** Tafel XIV., Fig. 5 u. 6. Hier sind mehrere getrennte Feuerungen a_1 a_2 a_3 angeordnet. Jede derselben hat ihren besonderen Aschenfall c_1 c_2 c_3, einen besondern

Rost a₁ a₂ a₃ und eine besondere Feuerthür. Die Roste sind durch feuerfeste Scheidewände getrennt. Ueber den Rosten erhebt sich ein gemeinschaftlicher Verbrennungsschacht b, in welchem die Mengung der Destillationsgase und des Rauches geschieht und wo deren vollständige Verbrennung stattfinden soll. Die Verbrennungsgase ziehen herauf durch die Züge nach dem Kamin und geben dabei ihre Wärme an die Kesselwände ab. Die Roste sollen nicht gleichzeitig, sondern wechselnd beschickt werden, so dass auf einem Rost frische Kohlen, auf dem zweiten Rost in Destillation befindliche Kohlen und auf dem dritten Rost glühende Koke vorhanden sind. Auch kann jeder einzelne Rost zur Hälfte beschickt werden. Bei dieser Einrichtung ist nicht so sehr für eine unmittelbare Verbrennung, als vielmehr für eine bestmögliche nachträgliche Verbrennung gesorgt. Der Schlot b gewährt zwei Vortheile: 1) werden in demselben die Verbrennungsgase nicht so stark abgekühlt, als bei gewöhnlichen Kesselfeuerungen, bei welchen der Kessel die Decke des Feuerungsraumes bildet, und 2) bewirkt dieser Schlot einen lebhaften Zug, indem die Verbrennungsgase in b eine Temperatur von 1000 bis 1200° besitzen, daher 4 bis 5 mal leichter sind, als die äussere atmosphärische Luft. Ein Fuss Schlothöhe gibt daher so viel aus, als 4 bis 5 Fuss Kaminhöhe. Wir werden dies in der Folge in der Kamintheorie nachweisen. Die Sachverständigen, welche Kesselanlagen mit *Gall*'scher Einrichtung beobachtet haben, sprechen sich über die Leistungen sehr günstig aus, allein verlässliche Nachweisungen fehlen doch noch, und dürften in Zukunft ausbleiben.

Die Bedienung der drei Roste erfordert eine nicht geringe Aufmerksamkeit und Sorgfalt. Die Verbrennung ist eine nachträgliche und nicht unmittelbare, verspricht also prinzipiell angesehen, doch nicht mehr als eine Doppelrostfeuerung, und der Vortheil, den der Schlot b gewähren mag, ist wohl nicht sehr hoch anzuschlagen, denn eine Ermässigung der Kaminhöhe ist kein so erheblicher Vortheil, kann sogar in sofern als ein Nachtheil angesehen werden, als der Kohlenstaub des Rauches zu nahe am Kamin niederfällt.

Der Etagenrost von Langen. Tafel XIV., Fig. 7. Dieser Rost hat einige Aehnlichkeit mit dem Treppenrost, ist aber doch von diesem wesentlich verschieden. Der Etagenrost bildet wie der Treppenrost eine schiefe Fläche A B, die Roststäbe haben die Richtung A B der stärksten Neigung, sie gehen aber nicht continuirlich fort, sondern sind durch horizontale Spalten a b c von 0·04 bis 0·06ᵐ

Weite unterbrochen, und an jedem der untern Ränder dieser Spaltöffnungen schliessen mehrere nach aussen gerichtete eiserne Platten $a\,a_1$, $b\,b_1$, $c\,c_1$ an. Am unteren Ende des Rostes ist ein weiterer kleiner Schlackenrost $B\,C$ vorhanden. Die Steinkohlen werden bei der Beschickung des Rostes zuerst auf die Tischplatten $a\,a_1$, $b\,b_1$, $c\,c_1$ ... geschaufelt und dann mit einem Stössel durch die Spaltöffnungen a b c auf die Rostfläche hineingeschoben, wobei die auf dem Rost liegenden glühenden halbverbrannten Steinkohlen weggedrückt und die frischen Kohlen so ziemlich zwischen den Rost und die glühenden Koks gelangen, wie es für einen vortheilhaften Destillationsakt nothwendig ist. Dieser Rost hat eine sehr grosse Verbreitung gefunden und dürfte wohl die beste Einrichtung genannt werden, die bis jetzt ausgedacht worden ist. In neuerer Zeit hat der Ingenieur *Langen* noch mancherlei Veränderungen angebracht.

Anlage der Kamine.

Allgemeine Theorie der Kamine. Die Luft wird den Feuerherden gewöhnlich durch einen Kamin zugeführt. Weil die Luft im Kamin eine hohe Temperatur hat, ist das Gewicht der im Kamin enthaltenen Luftmenge kleiner, als ein eben so grosses Volumen von äusserer atmosphärischer Luft, und daher auch kleiner als die Differenz der Pressungen, die unmittelbar unter dem Rost und an der Mündung des Kamins statt finden. Hierdurch wird das Aufsteigen der Luft im Kamine und das Einströmen derselben in den Feuerherd bewirkt.

In den verschiedenen Theilen des ganzen Kanalsystems welches die Luft durchströmt, herrschen verschiedene Spannungen. Unmittelbar unter dem Rost herrscht der atmosphärische Druck $\mathfrak{A}$. Unmittelbar über dem Rost ist ein gewisser Druck p_0 vorhanden, der kleiner als $\mathfrak{A}$ ist. Durch die Differenzen $\mathfrak{A} - p_0$ wird die Luft durch die Rostspalten und durch die unregelmässigen Zwischenräume zwischen den Brennstoffstücken getrieben, und werden die Widerstände überwunden, welche diesem Luftdurchgang entgegenwirken. Am Fusse des Kamins, also am Ende der Luftzüge, herrscht eine gewisse Pressung p_1, die kleiner als p_0 ist, und durch die Differenz $p_1 - p_0$ wird die Luft durch die Luftzüge getrieben, und werden die verschiedenen Widerstände überwunden, die dieser Bewegung entgegenwirken. An der Mündung des Kamins herrscht eine gewisse Pressung $\mathfrak{A}_1$, die wiederum kleiner ist als p_1, und zwar um so viel, als das Gewicht der im Kamin enthaltenen Luft beträgt.

Durch die Differenz $p_1 - \mathfrak{A}_1$ wird die Luft gehoben, und werden die Widerstände überwunden, welche die Kaminwände dem Aufsteigen der Luft entgegensetzen.

Auch die Temperaturen der in dem Kanalsystem strömenden Gase sind veränderlich. Durch den Rost tritt zunächst kalte äussere atmosphärische Luft ein. Unmittelbar über dem Rost herrscht die ausserordentlich hohe Temperatur der grösstentheil aus atmosphärischer Luft bestehenden Verbrennungsgase. Von da an bis an den Fuss des Kamins hin nimmt die Temperatur der Verbrennungsgase allmählig ab, indem dieselben ihre Wärme grösstentheils an den Kessel abgeben. Durch das Kamin hinauf nimmt abermals die Temperatur etwas ab, weil ein Theil der Wärme durch die Kaminwände entweicht.

Entsprechend den an verschiedenen Stellen herrschenden Pressungen und Temperaturen, richtet sich die Dichte der Gase an verschiedenen Stellen des Kanalsystems.

Die Bewegung der Luft durch das ganze Kanalsystem kann auf verschiedene Weisen durch Rechnung verfolgt werden. Wir wollen zu diesem Behufe das allgemeine Prinzip der Thätigkeit ($W - w = L - l$, Prinzipien der Mechanik, Seite 158) in Rechnung bringen. Diesem zufolge haben wir folgende Wirkungen und lebendigen Kräfte zu berechnen:

1) Die Wirkung, welche die unter dem Rost herrschende Pressung entwickelt, indem sie die Luft in die Rostspalten treibt.

2) Die Wirkung, welche erforderlich ist, um die Widerstände zu überwinden, welche dem Durchgang der Luft durch die Brennstoffmasse entgegenwirken.

3) Die Wirkung, welche die Luft entwickelt, indem sie von der unter dem Rost herrschenden Temperatur in die am Ende der Luftzüge vorhandene Temperatur übergeht und sich dabei ausdehnt.

4) Die Wirkung, welche erforderlich ist, um die Reibung der Luft in den Luftzügen zu überwinden und ferner die Widerstände der Verengungen, Erweiterungen und Krümmungen zu bewältigen.

5) Die Wirkung, welche der Erhebung der Luft im Kamin entspricht.

6) Die Wirkung, welche die Luft während des Aufsteigens entwickelt, indem sie sich von der am Fuss des Kamins herrschenden Spannung bis zu der an der Mündung des Kamins vorhandenen ausdehnt.

7) Die Wirkung, welche der Reibung der Luft an den Wänden des Kamins entspricht.

8) Die Wirkung, welche der Ueberwindung des an der Mündung des Kamins herrschenden Druckes entspricht. Endlich

9) Die lebendige Kraft, mit welcher die Luft aus der Mündung des Kamins in die Atmosphäre tritt.

Manche dieser Wirkungen werden wir nur annähernd berechnen, weil eine ganz genaue Berechnung, wegen der wechsenden Temperaturzustände der Gase, sehr grosse Schwierigkeiten verursacht.

Wir wählen zur Berechnung folgende Bezeichnungen:

γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter der dem Rost zuströmenden Luft bei 0° Temperatur,

$\mathfrak{A}$ der Druck der Atmosphäre an der Stelle, wo die Luft in den Rost einströmt,

t die Temperatur der in den Rost einströmenden äussern atmosphärischen Luft,

$\alpha = 0{\cdot}00367$ der Ausdehnungscoeffizient für atmosphärische Luft bei 1° Temperaturänderung,

R die Grösse der Rostfläche,

Δ die Dicke der auf dem Rost liegenden Brennstoffschicht,

R_1 die Summe der Querschnitte der Rostspalten,

L die Luftmenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde durch den Rost einströmt,

λ die Länge der Züge vom Rost bis an den Fuss des Kamins,

ω der Querschnitt dieser Züge,

c die Länge des Umfangs der Züge,

t_1 die mittlere Temperatur in den Zügen, welche wir jedoch nur schätzungsweise in Rechnung bringen werden,

Ω_1 der Querschnitt des Kamins, den wir überall gleich gross annehmen wollen, obgleich derselbe nach oben zu abnimmt,

Ω der Querschnitt der Mündung des Kamins,

C der Umfang des Kaminquerschnitts,

H die Höhe des Kamins oder der Vertikalabstand der Mündung des Kamins und der Rostebene,

T die mittlere Temperatur der Luft im Kamin,

$\mathfrak{A}_1$ die Pressung der Atmosphäre auf 1 Quadratmeter an der Mündung des Kamins,

$k_1\ k_2\ k_3 \ldots.$ Coeffizienten zur Berechnung der verschiedenen Wirkungen.

Nebst diesen Bezeichnungen werden im Verlauf der Rechnung noch einige erforderlich, deren Bedeutung sich jedoch im Voraus nicht leicht erklären lässt.

Um das allgemeine Prinzip der Thätigkeit der Kräfte in der vorliegenden Aufgabe verständlich anzuwenden, betrachten wir den

ganzen Heizapparat als ein Röhrensystem A B C D, Tafel XIV., Fig. 8, das bei A einen Querschnitt R_1, bei D einen Querschnitt Ω hat und daselbst mit beweglichen Kolben versehen ist, auf welche die äusseren Kräfte R_1 $\mathfrak{A}$ und $\Omega \mathfrak{A}_1$ einwirken.

Nennt man allgemein das Gewicht γ von einem Kubikmeter irgend einer Luftart, deren Temperatur u und deren Spannkraft y, so ist:

$$\gamma = \frac{y}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha u} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Wenn durch einen Querschnitt O des Kanalsystems in jeder Sekunde eine Luftmenge von L Kilogrammen strömt, deren Temperatur u und Spannkraft y ist, so erfolgt die Bewegung mit einer Geschwindigkeit v, und es ist:

$$L = \frac{y}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha u} O v \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Hieraus folgt auch:

$$v = \frac{L \mathfrak{A} (1 + \alpha u)}{y \gamma_0 O} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

$$O v = \frac{L \mathfrak{A} (1 + \alpha U)}{y \gamma_0} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Die letzte dieser Gleichungen drückt das in jeder Sekunde durch den Querschnitt O strömende Luftvolumen aus.

Für die durch die Rostspalten eintretende Luft ist $u = t$, $y = \mathfrak{A}$, $O = R_1$, demnach erhält man vermöge (3) für die Geschwindigkeit, mit welcher die Luft durch den Querschnitt R_1 eintritt, folgenden Werth:

$$\frac{L (1 + \alpha t)}{\gamma_0 R_1}$$

Dies ist also auch die Geschwindigkeit, mit welcher der Kolben bei A fortrückt, und da der Druck gegen denselben $\mathfrak{A} R_1$ beträgt, so ist die Wirkung, welche in jeder Sekunde produzirt wird

$$+ \frac{L (1 + \alpha t)}{\gamma_0 R_1} \mathfrak{A} R_1 = + \frac{L \mathfrak{A} (1 + \alpha t)}{\gamma_0} \quad . \; . \; . \; . \quad (5)$$

Die Wirkung, welche dem Durchgang der Luft durch die auf dem Rost liegende Brennstoffmasse entspricht, kann nur sehr unvollkommen annähernd berechnet werden.

Die gesammte Oberfläche der Brennstoffstücke ist annähernd dem Volumen ΔR der Brennstoffmasse proportional und die Luft reibt sich bei ihrem Durchgang an dieser Fläche. Die Geschwindigkeit, mit welcher die Luft die Spalten zwischen den Brennstoffstücken durchströmt, darf dem Werth von $\frac{L (1 + \alpha t)}{\gamma_0 R}$ proportional

genommen werden. Die der Reibung entsprechende Wirkung ist daher zu setzen:

$$-k\, \varDelta\, R \left[\frac{L\,(1+\alpha\, t)}{\gamma_0\, R}\right]^3 = -\frac{k\,(1+\alpha\, t)^3}{\gamma_0^{\,3}}\, \frac{L^3 \varDelta}{R^2} \quad . \quad . \quad (6)$$

Dieser Verlust fällt gross aus, wenn eine grosse Luftmenge durch eine dicke Brennstoffschicht geht, die auf einem kleinen Rost liegt, was der Natur der Sache gemäss ist. Die Grösse k ist ein durch Erfahrungen zu bestimmmender Coeffizient.

Da die Temperatur, die Dichte und Spannkraft der Luft bei ihrem Durchgang durch die Luftzüge veränderlich sind, kann der Reibungswiderstand der Luft an den Wänden nicht genau berechnet werden.

Die mittlere Geschwindigkeit der Bewegung ist vermöge (3), wenn man $y = \mathfrak{A}$, $O = \omega$, $u = t_1$ setzt:

$$\frac{L\,(1+\alpha\, t_1)}{\gamma_0\, \omega}$$

Die Dichte dieser Luft ist vermöge (1) $\frac{\gamma_0}{1+\alpha\, t_1}$

Die Wirkung, welche der Reibung entspricht, ist der Reibungsfläche $\lambda\, c$, der Dichte und dem Kubus der Geschwindigkeit proportional, kann also gesetzt werden:

$$-k_1\, \lambda\, c\, \frac{\gamma_0}{1+\alpha\, t_1}\left[\frac{L\,(1+\alpha\, t_1)}{\gamma_0\, \omega}\right]^3 = -\frac{k_1\,(1+\alpha\, t_1)^2}{\gamma_0^{\,2}}\, \frac{\lambda\, c}{\omega^3}\, L^3 \quad . \quad (7)$$

wobei k_1 ein Erfahrungscoeffizient ist.

Die Verluste an lebendiger Kraft, welche durch plötzliche Querschnittsänderungen, die in den Luftzügen etwa vorkommen, entstehen können, sind der Luftmenge und dem Quadrat der Luftgeschwindigkeit proportional zu setzen. Wir können sie daher annähernd ausdrücken durch

$$-k_2\, L\, u^2 = -k_2\, L\left[\frac{L\,(1+\alpha\, t_1)}{\omega\, \gamma_0}\right]^2 = -\frac{k_2\,(1+\alpha\, t_1)^2}{\gamma_0^{\,2}}\, \frac{L^3}{\omega^2} \quad . \quad (8)$$

wobei k_2 eine Grösse ist, welche von den in den Zügen vorkommenden plötzlichen Verengungen oder Erweiterungen abhängt.

Beschränken wir uns auf den Fall, dass in den Zügen nur Eine plötzliche Querschnittsänderung vorkommt, die durch einen Schieber verursacht wird, so ist, vermöge Resultate für den Maschinenbau, Seite 134, der hierdurch entstehende Verlust an lebendiger Kraft

$$-\frac{L}{2\,g}\left[\frac{L\,(1+\alpha\, t_1)}{\omega\, \gamma_0}\right]^2 \left(\frac{\omega}{\omega_2\, k_2} - 1\right)^2 = -\frac{(1+\alpha\, t_1)^2}{2\, g\, \gamma_0^{\,2}}\, \frac{L^3}{\omega^2}\left(\frac{\omega}{\omega_2\, k_2} - 1\right)^2 (9)$$

wobei ω_2 den verengten Querschnitt und k_2 den Contraktionscoeffizienten bezeichnet.

Die Reibung der Luft an den Wänden verursacht einen Effektverlust, der der Reibungsfläche, der Dichte der Luft und dem Kubus ihrer Geschwindigkeit proportional ist; derselbe beträgt demnach:

$$-k_1 \, C H \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T}\left[\frac{L(1 + \alpha T)}{\gamma_0 \Omega_1}\right]^3 = -\frac{k_1 (1 + \alpha T)^2}{\gamma_0^2} \frac{C H}{\Omega_1^3} L^3 \quad . \quad (10)$$

Bei der Berechnung dieses Ausdrucks ist die Spannung in den Luftzügen gleich $\mathfrak{A}$ gesetzt worden, wodurch eine kleine Ungenauigkeit entsteht.

Die der Erhebung entsprechende Wirkungsgrösse ist:

$$-L H \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (11)$$

Beim Eintritt in den Rost hat die Luft eine Temperatur t und eine Spannkraft $\mathfrak{A}$; beim Austritt aus dem Kamin hat sie eine Temperatur T und eine Spannkraft $\mathfrak{A}_1$. Um die Wirkungen zu berechnen, welche die Luft durch diese Zustandsänderung entwickelt, werden wir uns der Wahrheit ziemlich nähern, wenn wir annehmen, dass die Luft zuerst von t bis T ohne Aenderung ihrer Spannkraft erwärmt wird und sich ausdehnt und dann ohne Aenderung der Temperatur T, aber mit Aenderung der Spannkraft sich ausdehnt und aus der Spannung $\mathfrak{A}$ in die Spannung $\mathfrak{A}_1$ übergeht.

Vermöge (4) ist das ursprüngliche Luftvolumen (wegen $y = \mathfrak{A}$) $\frac{L(1 + \alpha t)}{\gamma_0}$, dehnt sich die Luft aus, ohne Aenderung der Spannung, so wird ihr Volumen $\frac{L(1 + \alpha T)}{\gamma_0}$.

Die Volumsänderung ist daher $\frac{L}{\gamma_0}(1 + \alpha T) - \frac{L}{\gamma_0}(1 + \alpha t)$ $= \frac{L \alpha (T - t)}{\gamma_0}$ und die Wirkung, welche durch diese Ausdehnung entwickelt wird, indem dabei stets der äussere Druck $\mathfrak{A}$ überwunden wird, ist:

$$+\frac{L \alpha (T - t)}{\gamma_0} \mathfrak{A} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (12)$$

Indem das Luftvolumen $\frac{L}{\gamma_0}(1 + \alpha T)$ ohne Aenderung der Temperatur aus der Spannung $\mathfrak{A}$ in die Spannung $\mathfrak{A}_1$ übergeht, entwickelt es eine Wirkung (Prinzipien der Mechanik, Seite 69)

$$+\frac{L}{\gamma_0}(1 + \alpha T) \mathfrak{A} \operatorname{lognat} \frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (13)$$

Allein der Druck $\mathfrak{A}_1$ der Luft an der Mündung des Kamins wird durch folgende Gleichung bestimmt:

$$\log \frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1} = \frac{\gamma_0 H}{\mathfrak{A}(1 + \alpha t)} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (14)$$

Diese Gleichung erhält man leicht, wenn man auf das Gesetz

der Abnahme der Dichte der äussern Luft Rücksicht nimmt. Durch Einführung dieses Werthes von $\log \frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1}$ in den Ausdruck (13), wird derselbe:

$$L\,H \,.\, \frac{1 + \alpha\, T}{1 + \alpha\, t} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (15)$$

Nun haben wir noch die Wirkung zu bestimmen, welche der Ueberwindung des an der Mündung bei D wirkenden äusseren Druckes entspricht.

Die Geschwindigkeit der Luft an der Mündung ist wegen (3) $\frac{L\, \mathfrak{A}\, (1 + \alpha\, T)}{\mathfrak{A}_1\, \gamma_0\, \Omega}$, die Grösse des Druckes gegen den Kolben D ist $\Omega\, \mathfrak{A}_1$, die zu berechnende Wirkung ist demnach:

$$-\frac{L\, \mathfrak{A}\, (1 + \alpha\, T)}{\mathfrak{A}_1\, \gamma_0\, \Omega}\, \Omega\, \mathfrak{A}_1 = -\frac{L\, \mathfrak{A}\, (1 + \alpha\, T)}{\gamma_0} \quad \ldots \quad (16)$$

Endlich ist die lebendige Kraft der aus der Mündung strömenden Luft:

$$\frac{L}{2\, g}\left[\frac{L\, \mathfrak{A}\, (1 + \alpha\, T)}{\mathfrak{A}_1\, \gamma_0\, \Omega}\right]^2 = \frac{(1 + \alpha\, T)^2}{2\, g\, \gamma_0^2}\, \frac{L^3}{\Omega^2} \left(\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1}\right)^2 \quad \ldots \quad (17)$$

Aber es ist vermöge (14):

$$\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1} = e^{\frac{\gamma_0\, H}{\mathfrak{A}\, (1 + \alpha\, t)}}$$

wobei e die Basis der natürlichen Logarithmen bezeichnet. Weil aber in allen Fällen der Anwendung $\frac{\gamma_0\, H}{\mathfrak{A}\, (1 + \alpha\, t)}$ eine sehr kleine Grösse ist, so hat man annähernd:

$$e^{\frac{\gamma_0\, H}{\mathfrak{A}\, (1 + \alpha\, t)}} = \left[1 + \frac{\gamma_0\, H}{\mathfrak{A}\, (1 + \alpha\, t)}\right]$$

oder es ist annähernd: $\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1} = \left[\frac{\gamma_0\, H}{\mathfrak{A}\, (1 + \alpha\, t)} + 1\right]$, demnach wird der Ausdruck (17) für die lebendige Kraft der ausströmenden Luft

$$\frac{(1 + \alpha\, T)^2}{2\, g\, \gamma_0^2} \left[1 + \frac{\gamma_0\, H}{\mathfrak{A}\, (1 + \alpha\, t)}\right]^2 \frac{L^3}{\Omega^2}$$

oder wenn man $\frac{\gamma_0\, H}{\mathfrak{A}\, (1 + \alpha\, t)}$ gegen die Einheit vernachlässigt:

$$\frac{(1 + \alpha\, T)^2}{2\, g\, \gamma_0^2}\, \frac{L^3}{\Omega^2} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (18)$$

Nunmehr sind alle Bestandtheile der Gleichung $W - w = L - l$ (Prinzipien, Seite 159) berechnet und wir erhalten daher folgenden Ausdruck:

$$\frac{(1+\alpha T)^2}{2g\gamma_0^2}\frac{L^3}{\Omega^2} = \left\{ \begin{array}{l} +\dfrac{L\,\mathfrak{A}\,(1+\alpha t)}{\gamma_0} \\ -\dfrac{k\,(1+\alpha t)^2}{\gamma_0^3}\,\dfrac{L^3\,\Delta}{R^2} \\ -\dfrac{k_1\,(1+\alpha t_1)^2}{\gamma_0^2}\,\dfrac{\lambda\,c}{\omega^3}\,L^3 \\ -\dfrac{(1+\alpha t_1)^2}{2g\gamma_0^2}\left(\dfrac{\omega}{\omega_2\,k_2}-1\right)^2\dfrac{L^3}{\omega^2} \\ -\dfrac{k_3\,(1+\alpha T)^2}{\gamma_0^2}\,\dfrac{C\,H}{\Omega_1^{\,3}}\,L^3 \\ -L\,H \\ +\dfrac{L\,\alpha\,(T-t)}{\gamma_0}\,\mathfrak{A} \\ +L\,H\,\dfrac{1+\alpha T}{1+\alpha t} \\ -\dfrac{L\,\mathfrak{A}\,(1+\alpha T)}{\gamma_0} \end{array} \right\} \quad \ldots \quad (19)$$

Setzt man zur Abkürzung

$$m = \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{2gk}{\gamma_0}\,\dfrac{(1+\alpha t)^2}{(1+\alpha T)^2}\,\dfrac{\Omega^2\,\Delta}{R^4} + 2g\,k_1\left(\dfrac{1+\alpha t_1}{1+\alpha T}\right)^2\dfrac{\lambda\,c\,\Omega^2}{\omega^3} \\ +\left(\dfrac{1+\alpha t_1}{1+\alpha T}\right)^2\left(\dfrac{\omega}{\omega_2\,k_2}-1\right)^2\dfrac{\Omega^2}{\omega^2} + 2g\,k_3\,\dfrac{C\,H}{\Omega_1}\left(\dfrac{\Omega}{\Omega_1}\right)^2 \end{array} \right\} \quad . \quad (20)$$

so folgt aus der Gleichung (19):

$$L = \frac{\gamma_0}{1+\alpha T}\,\Omega\sqrt{2gH\frac{\alpha\,(T-t)}{(1+\alpha t)(1+m)}} \quad \ldots \quad (21)$$

Hiermit ist die Luftmenge berechnet, welche durch die Wirkung des Kamins in den Feuerherd einströmt und durch die Mündung des Kamins entweicht.

Die Grösse m enthält den Gesammteinfluss aller Bewegungshindernisse. Um den Werth von m für einen vorliegenden Fall numerisch berechnen zu können, muss man die Werthe der Coefficienten k k_1 k_2 k_3 kennen, was leider nicht genau der Fall ist. Doch werden wir diese Coeffizienten zu bestimmen suchen.

Der Werth von m fällt klein aus unter folgenden Umständen, die also für den Erfolg günstig genannt werden müssen.

1) Wenn Δ und $\frac{\Omega}{R}$ klein sind, d. h. bei einer Feuerung mit einem grossen Rost und einer dünnen Brennstoffschicht.

2) Wenn $\lambda\,\frac{c}{\omega}\,\frac{\Omega}{\omega}$ klein sind, d. h. wenn die Züge kurz sind, der Umfang der Züge im Verhältniss zu ihrem Querschnitt klein ist und wenn der Querschnitt der Züge im Verhältniss zum Quer-

schnitt der Kaminmündung gross ist. Das Verhältniss $\frac{c}{\omega}$ fällt am kleinsten aus bei Zügen, die aus einem Kanal bestehen, wird jedoch gross, wenn die Züge durch eine grössere Anzahl von engen Röhren gebildet werden, wie dies bei den Lokomotivkesseln und Dampfschiffkesseln der Fall ist.

3) Wenn $\frac{\omega}{\omega_2}$ klein ist, d. h. wenn der Zugschieber ganz aufgezogen wird.

4) Wenn $\frac{C H}{\Omega_1}\left(\frac{\Omega}{\Omega_1}\right)^2$ klein ist, d. h. für ein verhältnissmässig niedriges, aber weites Kamin. Auch ist es gut, wenn das Kamin weiter ist als seine Mündung.

5) Wenn die Luft mit hoher Temperatur durch das Kamin aufsteigt; doch ist der Einfluss von T auf m von keiner Bedeutung, indem t_1 und T gleichzeitig wachsen oder abnehmen und es nur allein auf das Verhältniss $\frac{1+\alpha t_1}{1+\alpha T}$ ankommt. Nachtheilig ist aber jederzeit die Abkühlung der Luft an den Wänden des Kamins, indem dadurch die mittlere Temperatur T der Kaminluft herabgesetzt wird, während die mittlere Temperatur t_1 in den Luftzügen nicht alterirt wird.

Für alle normal angeordneten und in regelmässigem Betrieb befindlichen Kesselfeuerungen fällt der Werth von m beinahe gleich gross aus, denn für solche Anlagen sind die Verhältnisse $\frac{1+\alpha t_1}{1+\alpha T}$, $\frac{\Omega^2 \Delta}{R^2}$, $\frac{\lambda c \Omega^2}{\omega^3}$, $\left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^2$, $\frac{\omega}{\omega_2 k}$, $\frac{C H}{\Omega_1}$, $\left(\frac{\Omega}{\Omega_1}\right)^2$ nahe zu constant. Für die Aufstellung von Regeln zur Bestimmung der Abmessungen der Kamine für Dampfkesselheizungen dürfen wir also m als eine constante Grösse ansehen. Auszunehmen sind jedoch diejenigen Fälle, wenn etwa die Luftzüge ausserordentlich lang sind, was zuweilen der Fall ist, wenn das Kamin nicht neben der Feuerungsanlage, sondern in einer beträchtlichen Entfernung von derselben aufgestellt werden muss.

Aus der Gleichung (21) sieht man, dass die Luftmenge L, die das Kamin dem Feuerherd zuführt:

1) dem Querschnitt der Mündung des Kamins proportional ist;

2) der Quadratwurzel aus der Höhe proportional ist;

3) gross ausfällt, wenn $T - t$, d. h. wenn die Temperaturdifferenz im Kamin und der freien Luft gross ist, d. h. wenn bei kalter äusserer Luft die Verbrennungsgase stark erhitzt durch das Kamin aufsteigen. Allein die in der aufsteigenden Luft enthaltene Wärme ist rein verloren, man muss also die Kamine so einrichten, dass sie

selbst dann hinreichend Luft zuführen, wenn dieselbe ziemlich abgekühlt ist. In den meisten Fällen beträgt jedoch die Temperatur der Luft in den Kaminen 150 bis 200 Grade.

Bestimmung der Werthe der Coeffizienten k k_1 k_2 k_3. Nennt man $\mathfrak{P}$ die unmittelbar über dem Rost herrschende Pressung, $\mathfrak{B}$ das Luftvolumen bei t Grad Temperatur, so ist vermöge (6):

$$(\mathfrak{A} - \mathfrak{P})\, \mathfrak{B} = \frac{k\,(1 + \alpha\, t)^3}{\gamma_0^{\,3}} \frac{L^3 \Delta}{R^2}$$

Wegen $L = \mathfrak{B} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha\, t}$ findet man

$$\mathfrak{A} - \mathfrak{P} = k \Delta \left(\frac{L}{R} \frac{1 + \alpha\, t}{\gamma_0} \right)^2$$

Nun ist $\frac{L}{R} = \frac{L}{B} \times \frac{B}{R}$. Aber vermöge der Seite 309 entwickelten Rosttheorie dürfen wir nehmen:

$$\frac{B}{R} = \frac{1895\, \Delta\, m}{3600} = \frac{1895 \times 0{\cdot}1 \times 0{\cdot}25}{3600} = 0{\cdot}013, \quad \frac{L}{B} = 1{\cdot}5 \times 12 = 18$$

daher wird $\frac{L}{R} = 0{\cdot}235$.

Nehmen wir $t = 10°$, so erhalten wir:

$$\mathfrak{A} - \mathfrak{P} = k\, 0{\cdot}1 \left(0{\cdot}235 \frac{1 + 0{\cdot}00367 \times 10}{1{\cdot}29}\right)^2 = 0{\cdot}00356\, k$$

Angenommen, die Differenz $\mathfrak{A} - \mathfrak{P}$ entspreche einer Wassersäule von 2^{cm} Höhe, so ist $\mathfrak{A} - \mathfrak{P} = 0{\cdot}02 \times 1000 = 20^{Klg}$, und dann wird:

$$k = \frac{\mathfrak{A} - \mathfrak{P}}{0{\cdot}00356} = \frac{20}{0{\cdot}00356} = 5618$$

hiermit ist k annähernd bestimmt.

d'Hurcourt gibt Seite 204 seines Werkes (de l'eclairage au gaz) an, es sei nach *Peclet*: $\beta = g\, k_3 = g\, k_1$

für Kamine aus gebrannter Erde $\beta = g\, k_3 = 0{\cdot}031115$

" gusseiserne rauchgeschwärzte Kamine . $= 0{\cdot}01225$

" Blechkamine . . . . $= 0{\cdot}006175$

Für den mittleren dieser Coeffizienten wird:

$$k_1 = k_3 = \frac{\beta}{9{\cdot}81} = \frac{0{\cdot}01225}{9{\cdot}81} = 0{\cdot}00125$$

Für k_2 kann man mindestens nehmen: $k_2 = 0{\cdot}66$. Die Werthe der Coeffizienten sind daher:

$$k = 5618, \quad k_1 = k_3 = 0{\cdot}00125, \quad k_2 = 0{\cdot}66$$

Nimmt man für Steinkohlenfeuerung:

$$t = 10^\circ \qquad \frac{\Omega}{R} = \frac{1}{6}, \quad \frac{\Omega}{\omega} = 2$$

$$T = 200^\circ$$

$$t_1 = \frac{1000 + 200}{2} = 600 \quad \frac{\omega}{\omega_2 k_2} = 2, \quad \frac{C H}{\Omega_1} = 100$$

$$\Delta = 0{\cdot}1$$

$$\frac{\lambda c}{\omega} = 142, \quad \gamma_0 = 1{\cdot}029$$

so wird $1 + \alpha t = 1{\cdot}0367, \quad 1 + \alpha T = 1{\cdot}734, \quad 1 + \alpha t_1 = 3{\cdot}202$

$$\frac{2 g k}{\gamma_0} \frac{(1 + \alpha t)^3}{(1 + \alpha T)^2} \frac{\Omega^2 \Delta}{R^2} = 87{\cdot}2$$

$$2 g k_1 \left(\frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha T}\right)^2 \frac{\lambda C \Omega^2}{\omega^3} = 47$$

$$\left(\frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha T}\right)^2 \left(\frac{\omega}{\omega_2 k_2} - 1\right)^2 \left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^2 = 14$$

$$2 g k_3 \frac{C H}{\Omega_1} \left(\frac{\Omega}{\Omega_1}\right)^2 = 2{\cdot}45$$

und man findet $m = 151$. Mit diesem Werth von m und den obigen Werthen von t und T gibt die Formel (21):

$$\frac{L}{\Omega \sqrt{H}} = \frac{1{\cdot}29}{1{\cdot}734} \sqrt{2 \times 9{\cdot}81 \times \frac{0{\cdot}00367\ (200 - 10)}{1{\cdot}0367 \times 151}} = \frac{1}{4{\cdot}4}$$

Praktische Regeln zur Berechnung der Kamine. Vermittelst der Gleichung (21) können wir nun Regeln zur Bestimmung der Hauptdimensionen der Kamine aufstellen.

Setsen wir zur Abkürzung:

$$\frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \sqrt{2 g \frac{\alpha (T - t)}{(1 + \alpha t)(1 + m)}} = \mu \quad \ldots \ldots \quad (22)$$

so erhalten wir

$$L = \mu\, \Omega \sqrt{H} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (23)$$

Ist die Höhe des Kamins gegeben, so folgt aus dieser Gleichung

$$\Omega = \frac{L}{\mu \sqrt{H}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (24)$$

Für freistehende Kamine wird gewöhnlich ein Verhältniss zwischen dem Durchmesser und der Höhe festgesetzt.

Nehmen wir an, der innere Querschnitt des Kamins sei ein Quadrat, dessen Seite gleich d, so hat man $\Omega = d^2$ und die Gleichung (23) kann dann geschrieben werden:

$$L = \mu \sqrt{\left(\frac{H}{d}\right) d^5}$$

woraus folgt:

$$d = \left(\frac{1}{\mu}\right)^{\frac{2}{5}} \left(\frac{d}{H}\right)^{\frac{1}{5}} \left(L\right)^{\frac{2}{5}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (25)$$

$$H = \left(\frac{1}{\mu}\right)^{\frac{2}{5}} \left(\frac{H}{d}\right)^{\frac{4}{5}} \left(L\right)^{\frac{2}{5}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (26)$$

Für normal angelegte Dampfkesselheizungen, die in normaler Weise gefeuert werden, darf man annehmen, dass μ eine Constante ist, die am verlässlichsten nach der Dimension von wirklich bestehenden Kaminen bestimmt werden kann.

Ich habe gefunden, dass man nehmen darf $\mu = 924$, und für freistehende Kamine $\frac{d}{H} = \frac{1}{25}$. Für diese Werthe geben die Formeln (23) und (24):

$$\Omega = \frac{L}{924} \frac{L}{\sqrt{H}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (27)$$

$$\left.\begin{cases} H = 0{\cdot}95 \left(L\right)^{\frac{2}{5}} \\ d = \frac{H}{25} \end{cases}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (28)$$

Nennt man N die Pferdekraft der Maschine, für welche der Kessel bestimmt ist, $\mathfrak{S}$ die Steinkohlenmenge, $\mathfrak{H}$ die Holzmenge, L die Luftmenge, welche per Stunde für eine Maschine von N Pferdekräften erforderlich, so ist der Erfahrung zufolge zu setzen:

$$N = \frac{\mathfrak{S}}{3} = \frac{\mathfrak{H}}{6} = \frac{L}{66}$$

oder es ist

$$L = 66\,N = 22\,\mathfrak{S} = 11\,\mathfrak{H} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (29)$$

und wenn man diesen Werth von L in die Gleichungen (27) und (28) einführt, so findet man:

*) $$\Omega = \frac{N}{14\sqrt{H}} = \frac{\mathfrak{S}}{42\sqrt{H}} = \frac{\mathfrak{H}}{84\sqrt{H}} = \frac{L}{924\sqrt{H}}$$

und für $d = \frac{H}{25}$ (d die untere Weite des Kamins)

$$H = 503\,N^{\frac{2}{5}} = 3{\cdot}14 \left(\mathfrak{S}\right)^{\frac{2}{5}} = 2{\cdot}45\,\mathfrak{H}^{\frac{2}{5}} = 0{\cdot}95\,L^{\frac{2}{5}} \quad \ldots \quad (30)$$

Bei freistehenden gemauerten Kaminen nimmt die innere Weite von unten nach oben zu ab. Nennt man d_1 die obere Weite an der

*) Die von d'Hurcourt, de l'eclairage au gaz, Pag. 225 aufgestellte Formel gibt auf unsere Maasseinheit reduzirt $\Omega = \frac{\mathfrak{S}}{66\sqrt{H}}$.

Mündung, so hat man zur Bestimmung dieser Abmessung folgende empirische Formel:

$$d_1 = d - 0{\cdot}013\ H \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (31)$$

Damit das Kamin eine hinreichende Stabilität erhält, muss die Mauerdicke von oben nach unten zunehmen. Nennt man e_1 die obere, e die untere Mauerdicke, so darf man nehmen:

$$\left.\begin{array}{l} e_1 = 0{\cdot}18 \text{ Meter} \\ e = 0{\cdot}18 + 0{\cdot}015\ H \end{array}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (32)$$

Die Resultate, welche die Formeln (30), (31), (32) geben, findet man Seite 201 der Resultate für den Maschinenbau. Auch ist dort eine empirische Regel zur Bestimmung der Dimensionen des Kaminfundaments aufgestellt.

Die Querschnittsform der gemauerten Kamine ist gewöhnlich quadratisch, mit oder ohne Abkantung, Tafel XIV., Fig. 9 bis 12, zuweilen kreisrund, ausnahmsweise regelmässig achteckig.

Der kreisrunde Querschnitt ist zwar hinsichtlich des Reibungswiderstandes, so wie wegen Abkühlung am besten, allein dieser Vortheil ist so klein, dass er in praktischer Hinsicht gar keine Beachtung verdient.

Die Fundamentirung und Aufmauerung muss mit grosser Sorgfalt geschehen, so dass der Bau selbst durch heftige Windstösse nicht wackelig oder rissig wird. Entstehen Risse, so tritt durch dieselben kalte Luft ein, es entsteht im Innern eine Abkühlung, wodurch die Zugkraft des Kamins sehr geschwächt wird.

Viereckige Kamine können mit gewöhnlich geformten Backsteinen aufgeführt werden, runde Kamine erfordern bogenförmig geformte Backsteine, die daher etwas kostspieliger sind.

Zuweilen findet man, dass die Kamine mit einem Säulenkapitäl geschmückt werden, allein dies ist nicht nur zwecklos, sondern ist auch gegen den gesunden Geschmacksinn. Die einfache Obelisken-Pyramide, die aus dem Zweck selbst hervorgeht, ist auch am gefälligsten.

Zug des Kamins bei einer Gall'schen Kesselfeuerung. Wir haben früher die Einrichtung der Gall'schen Kesselfeuerung erklärt und beurtheilt, und haben darauf hingedeutet, dass bei dieser Feuerungsart die Kaminhöhe kleiner sein kann, als bei einer gewöhnlichen Feuerung. Dies wollen wir nun nachweisen.

Für eine gewöhnliche Kesselfeuerung haben wir Seite 327 den Ausdruck (21) gefunden, nämlich:

$$L = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T}\, \Omega \sqrt{2 g H \frac{\alpha\,(T - t)}{(1 + \alpha t)(1 + m)}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

In diesem Ausdruck bedeutet H die Höhe des Kamins, d. h. den Vertikalabstand der Mündung des Kamins über der Ebene des Rostes, T die mittlere Temperatur der Luft im Kamin. Um den analogen Ausdruck für eine Gall'sche Feuerung zu finden, müssen wir in diesem Ausdruck (1) für das vor dem Wurzelzeichen erscheinende T die Temperatur setzen, mit welcher die Luft das Kamin verlässt, wofür wir aber auch die mittlere Temperatur der Luft im eigentlichen Kamin nehmen dürfen, vorausgesetzt, dass der Wärmeverlust, welchen die Kaminwände verursachen, vernachlässigt werden darf. Allein für das unter dem Wurzelzeichen vorkommende T muss der mittlere Werth der Temperatur gesetzt werden, die im Schlot b, Tafel XIV., Fig. 5, 6, und im Kamin herrscht. Diese mittlere Temperatur ist annähernd:

$$\frac{(H - h) T + h \mathfrak{T}}{H}$$

wobei h die Höhe des Schlotes b und $\mathfrak{T}$ die Temperatur der Verbrennungsgase im Schlot b, T aber die Temperatur im eigentlichen Kamin bezeichnet, endlich H die Höhe der Mündung des Kamins über der Ebene des Rostes bedeutet.

Für das Kamin einer Gall'schen Feuerung können wir daher annähernd setzen:

$$L = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \Omega \sqrt{2 g H \frac{\alpha}{(1 + \alpha t)(1 + m)} \left[\frac{(H - h) T + h \mathfrak{T}}{H} - t\right]}$$

oder:

$$L = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \Omega \sqrt{2 g H \frac{\alpha (T - t)}{(1 + \alpha t)(1 + m)} \left(1 + \frac{h}{H} \frac{\mathfrak{T} - T}{T - t}\right)} \quad . \quad (2)$$

Hieraus sieht man, wenn bei einer Gall'schen Feuerung die Kaminhöhe, gemessen von der Rostebene bis zur Mündung, eben so gross ist als bei einer gewöhnlichen Feuerung und wenn in beiden Anlagen die Lufttemperatur T im eigentlichen Kamin den gleichen Werth hat, so ist die Luftmenge L bei der Gall'schen Einrichtung grösser. Ist z. B. $h = 2^m$, $H = 40^m$, $\mathfrak{T} = 1200^\circ$, $T = 200^\circ$, $t = 20^\circ$, so wird:

$$\sqrt{1 + \frac{h}{H} \frac{\mathfrak{T} - T}{T - t}} = \sqrt{1 \cdot 3} = 1 \cdot 14$$

Alles Uebrige gleich gesetzt, wird also in diesem Falle die Luftmenge bei der Anlage nach Gall im Verhältniss 1·14 zu 1 grösser als bei einer gewöhnlichen Einrichtung. Dieser Vortheil ist aber nicht erheblich.

Wollte man das eigentliche Kamin ganz weglassen und den Zug nur allein durch den untern Schlot b hervorbringen, so wäre zu setzen h = H, und dann hätte man vermöge (2):

$$L = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T}\, \Omega \sqrt{2 g h \frac{\alpha (T - t)}{(1 + \alpha t)(1 + m)} - \left(1 + \frac{\mathfrak{T} - T}{T - t}\right)} \quad . \quad . \quad (3)$$

wobei nun T die Temperatur bedeutet, mit welcher die Luft den Kessel verlässt und unmittelbar in die Atmosphäre tritt. Bei einer solchen Einrichtung wäre die Luftmenge L eben so gross, als bei einer ganz gewöhnlichen Feuerungsanlage mit einem Kamin von der Höhe H, wenn

$$\sqrt{h\left(1 + \frac{\mathfrak{T} - T}{T - t}\right)} = \sqrt{H}$$

oder wenn

$$h = \frac{H}{1 + \frac{\mathfrak{T} - T}{T - t}}$$

Für $\mathfrak{T} = 1200^\circ$, $T = 200^\circ$, $t = 20^\circ$ wird $\frac{h}{H} = \frac{1}{6 \cdot 5}$.

Diese Schlothöhe braucht also nur den sechsten Theil einer Kaminhöhe zu haben, um die gleiche Wirkung hervorzubringen, wie ein Kamin. Allein die Lokalverhältnisse werden schwerlich jemals von der Art sein, dass die Anwendung eines so zu sagen negativen oder nach abwärts gekehrten Kamins einen praktischen Vortheil zu gewähren im Stande wären, und bei einer mässigen Schlothöhe h von circa 2^m ist die Wirkung desselben von keiner Erheblichkeit.

Durchgang der Wärme durch Gefäßwände.

Voraussetzungen. Wir wollen uns die Aufgabe vorlegen, die Wärmemenge zu bestimmen, die durch ebene, cylindrische und sphärische Gefässwände geht, wenn diese Wände mit Medien in Berührung stehen, die eine constante Temperatur haben.

Die Fortpflanzung der Wärme im Innern von starren Körpern wurde zuerst (1812) von *Fourier**), später (1815) von *Poisson***) untersucht. Ueber das Wesen der Wärme haben diese Geometer ihre Ansichten nicht ausgesprochen, sondern sie bauen ihre Theorien auf gewisse Voraussetzungen, und gelangen auf abweichenden analytischen Wegen zu übereinstimmenden Endresultaten, die innerhalb gewisser Grenzen durch die Erfahrung bestätiget worden sind.

Ich werde zur Lösung der oben gestellten speziellen Aufgaben

*) Théorie de la chaleur, par *Fourier*.

**) Mémoire sur la distribution de la chaleur dans les corps solides, par *Poisson*. Journal de l'école polytechnique, cahier XIX.

den von *Fourier* und *Poisson* eingeschlagenen Wegen nicht folgen, sondern ziehe es vor, von zwei naturgemäss scheinenden Voraussetzungen auszugehen, durch welche man auf sehr einfache Weise ganz zu dem gleichen Resultate gelangt. Ich nehme an:

a. dass die Wärmemenge, welche durch die Oberfläche eines mit einem flüssigen Medium in Berührung stehenden festen Körpers in einer bestimmten Zeit eindringt, wenn die Temperatur des Mediums höher ist als die Temperatur des Körpers, oder aus dem Körper in das Medium entweicht, wenn seine Temperatur niedriger ist als die des Körpers, proportional sei 1) der Grösse der mit dem Medium in Berührung stehenden Oberfläche; 2) der Differenz der Temperaturen des Mediums und des Körpers an seiner Oberfläche; 3) der Zeit, während welcher die Wärmemittheilung stattfindet, vorausgesetzt, dass während derselben Aenderungen in den Temperaturen nicht eintreten; 4) einem gewissen Coeffizienten, dessen Werth von der Körpersubstanz, von der Beschaffenheit der Oberfläche des Körpers und von der Natur des Mediums abhängig ist.

Nennt man:

$\varDelta$ die Temperatur des Mediums;

t die Temperatur der Substanz des Körpers in der Nähe seiner Oberfläche;

F die Fläche, durch welche die Wärme geht;

W_1 die Wärmemenge, die in einer Zeiteinheit durch die Fläche F geht;

γ den Ein- oder Ausstrahlungscoeffizienten, so ist unter den ausgesprochenen Voraussetzungen:

$$\left.\begin{array}{l} \text{wenn } t > \varDelta \text{ ist, } W_1 = \gamma F\,(t-\varDelta) \\ \text{wenn } \varDelta < t \text{ ist, } W_1 = \gamma F\,(\varDelta - t) \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Für $F = 1$, $t - \varDelta = 1$ wird $W_1 = \gamma$. Der Coeffizient γ drückt also die Wärmemenge aus, die in einer Zeiteinheit durch eine Flächeneinheit bei einer Temperaturdifferenz von 1° eindringt.

b. Die Wärmefortpflanzung im Innern des Körpers gründe ich auf folgende Betrachtung:

Es sei Ω ein kleines Flächenstückchen im Innern des Körpers, u die Temperatur in allen Punkten von Ω. Errichtet man in einem beliebigen Punkt A der Fläche Ω einen Perpentikel und schneidet auf demselben eine kleine Länge e ab, so kömmt man nach einem Punkt A_1, in welchem eine von u nur wenig verschiedene Temperatur u_1 stattfindet. Errichtet man in allen Punkten von Ω Perpentikel und sucht in denselben die Punkte auf, die eine Temperatur u_1 haben, so werden diese Punkte in einer kleinen Fläche Ω_1 liegen,

die, wenn e und $u_1 - u$ sehr klein sind, als eine zu Ω parallele Fläche angesehen werden kann. Ich nehme nun an, dass wenn $u > u_1$ ist, von der Fläche Ω nach Ω_1 in einer Zeiteinheit eine Wärmemenge W_2 ströme, die der Fläche Ω und der Temperaturdifferenz $u - u_1$ direkt, der Entfernung e, den Flächen Ω und Ω_1 aber verkehrt proportional ist, und setze deshalb:

$$W_2 = \lambda \frac{u - u_1}{e} \Omega \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Den Coeffizienten λ nenne ich den Wärmeleitungscoeffizienten. Für $u - u_1 = 1$, $\Omega = 1$, $e = 1$ gibt diese Formel $W_2 = \lambda$. Der Coeffizient λ ist also die Wärmemenge, die in der Zeiteinheit durch einen Stab geht, dessen Querschnitt gleich Eins und dessen Länge gleich Eins ist, wenn die Differenz der an den Enden des Stabes herrschenden Temperaturen Einen Grad beträgt. Ist e unendlich klein und bezeichnet man seinen Werth in diesem Fall mit $d\zeta$, so ist, wenn $u > u_1$ ist, $u - u_1 = -\frac{du}{d\zeta} d\zeta$; daher $\frac{u - u_1}{e} = \frac{du}{d\zeta}$, und dann wird:

$$W_2 = -\lambda \Omega \frac{du}{d\zeta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Vermittelst dieser durch die Gleichungen (1) und (3) analytisch ausgedrückten Voraussetzungen lassen sich die von *Fourier* und *Poisson* durch ziemlich umständliche Betrachtungen aufgefundenen allgemeinen Differenzialgleichungen, welche die Wärmebewegung im Innern der Körper bestimmen, herleiten. Ich will jedoch diese Herleitung unterlassen, weil es mir nur darum zu thun ist, die oben gestellten speziellen Fragen zu beantworten, was vermittelst der Gleichungen (1) und (3) direkt geschehen kann.

Wärmemenge, die durch eine ebene Gefäßwand von gleicher Dicke geht. Es sei Tafel XIV., Fig. 13, A B C D eine ebene Gefässwand, die von zwei Medien berührt wird, deren Temperaturen unveränderlich Δ_1 und Δ_0 sind. Es sei $\Delta_1 < \Delta_0$, so dass die Wärme von A B nach C D geht. Wir setzen den Beharrungszustand der Wärmebewegung voraus, nehmen also an, dass sich die Temperatur irgend eines Punktes m mit der Zeit nicht ändert. Es sei t_1 die Temperatur der Wand längs A B, t_0 die Temperatur der Wand längs C D, u die Temperatur in der von A B um ζ abstehenden Ebene E F, e die Wanddicke oder die Entfernung der Ebenen A B und C D, γ_1 der Einstrahlungscoeffizient für den Eintritt der Wärme in A B, γ_0 der Ausstrahlungscoeffizient für den Austritt der Wärme aus C D, λ der Wärmeleitungscoeffizient zur Bestimmung der

Wärmefortpflanzung im Innern, F die Fläche, durch welche die Wärme einströmt, W die Wärmemenge, welche im Beharrungszustand der Bewegung in jeder Zeiteinheit durch das Wandstück von der Grösse F geht.

Vermöge des durch (1) ausgedrückten Satzes ist die Wärmemenge, die in einer Zeiteinheit durch A B einströmt $F \gamma_1 (\Delta_1 - t_1)$, ist ferner die Wärmemenge, die in einer Zeiteinheit durch C D ausströmt $F \gamma_0 (t_0 - \Delta_0)$. Vermöge des durch die Gleichung (3) ausgedrückten Gesetzes, ist die durch die Fläche E F in einer Zeiteinheit gehende Wärmemenge $- \lambda F \frac{du}{d\zeta}$. Da im Beharrungszustand diese drei Wärmemengen gleich gross und gleich W sein müssen, so hat man:

$$W = F \gamma_1 (\Delta_1 - t_1) = F \gamma_0 (t_0 - \Delta_0) = - \lambda F \frac{du}{d\zeta} \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Aus der Gleichheit $F \gamma_1 (\Delta_1 - t_1) = - \lambda F \frac{du}{d\zeta}$ folgt durch Integration:

$$u = - \frac{\gamma_1 (\Delta_1 - t_1)}{\gamma} \zeta + \text{const}$$

Es ist aber für $\zeta = o$ $u = t_1$, und für $\zeta = e$ $u = t_0$; demnach $t_1 = \text{const}$ und $t_0 = - \frac{\gamma_1 (\Delta_1 - t_1)}{\lambda} e + \text{const}$, folglich:

$$t_0 = t_1 - \frac{\gamma_1 (\Delta_1 - t_1)}{\gamma} e \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Auch ist:

$$u = t_1 - \frac{\gamma_1 (\Delta_1 - t_1)}{\lambda} \zeta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Aus dieser letzten Gleichung ersieht man, dass die Temperatur innerhalb der Wand von A B an bis C D hin gleichförmig abnimmt. Vermöge der Gleichheiten (4) hat man auch:

$$\gamma_1 (\Delta_1 - t_1) = \gamma_0 (t_0 - \Delta_0)$$

Aus dieser Gleichung in Verbindung mit (5) findet man:

$$\left. \begin{aligned} t_0 &= \frac{\frac{\Delta_1}{\gamma_0} + \frac{\Delta_0}{\gamma_0} + \frac{e}{\lambda} \Delta_0}{\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1} + \frac{e}{\lambda}} \\ t_1 &= \frac{\frac{\Delta_1}{\gamma_0} + \frac{\Delta_0}{\gamma_1} + \frac{e}{\lambda} \Delta_1}{\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1} + \frac{e}{\lambda}} \end{aligned} \right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Setzt man diesen Werth von t_1 in den Ausdruck $W = F \gamma_1 (\Delta_1 - t_1)$, so findet man:

$$W = F \frac{\varDelta_1 - \varDelta_0}{\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1} + \frac{e}{\lambda}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (8)$$

Hieraus sieht man, dass die in einer Zeiteinheit durch eine ebene Gefässwand gehende Wärmemenge der Fläche und der Temperaturdifferenz der Medien direkt, der Wanddicke, aber nicht verkehrt proportional ist. Nur in dem Fall, wenn die Aus- und Einstrahlungscoeffizienten γ_1 und γ_0 ausserordentlich gross wären, so dass man $\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1}$ gegen $\frac{e}{\lambda}$ vernachlässigen dürfte, würde die Wärmemenge W der Wanddicke verkehrt proportional werden. Der Werth von W wird gross, wenn γ_0 γ_1 und λ grosse Werthe haben, d. h. wenn sowohl die Ein- und Ausstrahlung, als auch die Leitung leicht von Statten geht.

Zusammengesetzte Wand. Es sei Tafel XIV. Fig. 14:

$A_0 B_0 A_3 B_3$ eine aus drei Schichten gebildete Wand;

$\varDelta_1$ $\varDelta_0$ die Temperaturen der Medien, mit welchen die Wand in Berührung steht;

T_1 t_1 T_2 t_2 T_3 t_3 die Temperaturen an den Begrenzungsflächen der Schichten;

γ_0 γ_1 γ_2 γ_3 die Wärmeübergangscoeffizienten an den Trennungsflächen A_0 B_0, A_1 B_1, A_2 B_2, A_3 B_3 der Medien;

λ_1 λ_2 λ_3 die Wärmeleitungscoeffizienten für den Durchgang der Wärme durch die Schichten;

e_1 e_2 e_3 die Dicken der Schichten;

W die Wärmemenge, die in einer Zeiteinheit durch eine Fläche von der Ausdehnung F geht.

Dies vorausgesetzt, findet man nach den Grundsätzen, welche zu den Gleichungen (4) und (5) geführt haben, folgende Systeme von Gleichungen:

$$W = F \gamma_0 (\varDelta_1 - t_1) = F \gamma_1 (t_1 - T_1) = F \gamma_2 (t_2 - T_2) = F \gamma_3 (t_3 - \varDelta_0) \quad . \quad (9)$$

$$\left.\begin{aligned} t_1 &= T_1 - \frac{\gamma_0 (\varDelta_1 - T_1) e_1}{\lambda_1} \\ t_2 &= T_2 - \frac{\gamma_1 (t_1 - T_2) e_2}{\lambda_2} \\ t_3 &= T_2 - \frac{\gamma_2 (t_2 - T_3) e_3}{\lambda_3} \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (10)$$

Aus den Gleichungen (9) folgt:

$$t_1 = T_2 + \frac{\gamma_0}{\gamma_1} (\varDelta_1 - T_1)$$

$$t_2 = T_3 + \frac{\gamma_0}{\gamma_2}(\Delta_1 - T_1)$$

$$t_3 = \Delta_0 + \frac{\gamma_0}{\gamma_3}(\Delta_1 - T_1)$$

Führt man diese Werthe von t_1 t_2 t_3 in die Gleichungen (10) ein, so findet man:

$$T_2 + \frac{\gamma_0}{\gamma_1}(\Delta_1 - T_1) = T_1 - \frac{\gamma_0(\Delta_1 - T_1)e_1}{\lambda_1}$$

$$T_3 + \frac{\gamma_0}{\gamma_2}(\Delta_1 - T_1) = T_2 - \frac{\gamma_0(\Delta_1 - T_1)e_2}{\lambda_2}$$

$$\Delta_0 + \frac{\gamma_0}{\gamma_3}(\Delta_1 - T_1) = T_3 - \frac{\gamma_0(\Delta_1 - T_1)e_3}{\lambda_3}$$

Durch Addition dieser drei Gleichungen findet man:

$$\Delta_0 + \gamma_0(\Delta_1 - T_1)\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{1}{\gamma_3}\right) = T_1 - \gamma_0(\Delta_1 - T_1)\left(\frac{e_1}{\lambda_1} + \frac{e_2}{\lambda_2} + \frac{e_3}{\lambda_3}\right)$$

und hieraus folgt:

$$T_1 = \frac{\Delta_0 + \gamma_0 \Delta_1\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{1}{\gamma_3}\right) + \gamma_0 \Delta_1\left(\frac{e_1}{\lambda_1} + \frac{e_2}{\lambda_2} + \frac{e_3}{\lambda_3}\right)}{1 + \gamma_0\left(\frac{e_1}{\lambda_1} + \frac{e_2}{\lambda_2} + \frac{e_3}{\lambda_3}\right) + \gamma_0\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{1}{\gamma_3}\right)} \qquad (11)$$

Vermöge der Gleichungen (9) ist aber $W = F\gamma_0(\Delta_1 - T_1)$. Führt man in diesen Ausdruck für W den Werth von T_1, den die Gleichung (11) darbietet, ein, so findet man:

$$W = \frac{F(\Delta_1 - \Delta_0)}{\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{1}{\gamma_3} + \frac{e_1}{\lambda_1} + \frac{e_2}{\lambda_2} + \frac{e_3}{\lambda_3}} \quad . \; . \; . \quad (12)$$

Mit diesem Ausdruck kann die Wärmemenge beurtheilt werden, welche durch eine Kesselwand eindringt, wenn dieselbe auf der den Verbrennungsgasen zugewendeten Seite mit einer Oxydschichte und mit einer Russschichte, auf der dem Kesselwasser zugekehrten Seite dagegen mit einer Oxydschichte und mit einer Kesselsteinschichte belegt ist.

Cylindrische Wandung. Tafel XIV., Fig. 15. Wir nehmen an, die Temperatur sei im Innern constant Δ_1, ausserhalb constant Δ_2 und $\Delta_1 > \Delta_2$ so dass die Wärme von innen nach aussen geht.

Nennen wir ferner:

r_1 den inneren, r_2 den äusseren Halbmesser des Cylinders;

t_1 und t_2 die Temperaturen des Cylinders an der inneren und an der äusseren Fläche;

γ_1 und γ_2 die Ein- und Ausstrahlungscoeffizienten;

λ den Leitungscoeffizienten;

l die Länge des Cylinders;
W die in einer Zeiteinheit durch den Cylinder gehende Wärme;
u die Temperatur des Wandmaterials in einer Entfernung ζ von der Axe des Cylinders.

Im Beharrungszustand der Erwärmung sind die durch die Cylinderflächen $2 r_1 \pi l$, $2 \zeta \pi l$, $2 r_2 \pi l$ in jeder Zeiteinheit gehenden Wärmequantitäten $2 r_1 \pi l \gamma_1 (\Delta_1 - t_1)$, $2 r_2 \pi l \gamma_2 (t_2 - \Delta_2)$, $- \lambda 2 \zeta \pi l \frac{du}{d\zeta}$ gleich gross und gleich W. Man hat daher die Gleichheiten:

$$W = 2 \pi l \gamma_1 r_1 (\Delta_1 - t_1) = 2 \pi l \gamma_2 r_2 (t_2 - \Delta_2) = - \lambda 2 \pi l \zeta \frac{du}{d\zeta} \quad (12)$$

aus welchen die drei unbekannten Grössen t_1 t_2 und W bestimmt werden können.

Das Integrale der Gleichung:

$$W = - \lambda 2 \pi l \frac{\zeta du}{d\zeta}$$

ist:

$$u = - \frac{W}{2 \pi l \lambda} \text{lognat} \zeta + \text{const} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (13)$$

Nun ist für $\zeta = r_1$ $u = t_1$ und für $\zeta = r_2$ $u = t_2$; daher hat man:

$$t_1 = - \frac{W}{2 \pi l \lambda} \text{lognat}\, r_1 + \text{const} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (14)$$

$$t_2 = - \frac{W}{2 \pi l \lambda} \text{lognat}\, r_2 + \text{const} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (15)$$

Die Differenz dieser Ausdrücke gibt:

$$t_1 - t_2 = \frac{W}{2 \pi l \lambda} \text{lognat} \frac{r_2}{r_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (16)$$

Aus den Gleichungen (12) folgt:

$$\left.\begin{array}{l} t_1 = \Delta_1 - \dfrac{W}{2 \pi l \gamma_1 r_1} \\[2ex] t_2 = \Delta_2 + \dfrac{W}{2 \pi l \gamma_2 r_2} \end{array}\right\} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (17)$$

$$t_1 - t_2 = \Delta_1 - \Delta_2 - \frac{W}{2 \pi l} \left(\frac{1}{\gamma_1 r_1} + \frac{1}{\gamma_2 r_2} \right) \quad . \; . \; . \quad (18)$$

Setzt man die Werthe von $t_1 - t_2$, welche die Gleichungen (16) und (18) darbieten, einander gleich und sucht hierauf W so findet man:

$$W = \frac{2 \pi l (\Delta_1 - \Delta_2)}{\frac{1}{\gamma_1 r_1} + \frac{1}{\gamma_2 r_2} + \frac{1}{\lambda} \text{lognat} \frac{r_2}{r_1}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (19)$$

Kugelförmige Wandung. Tafel XIV., Fig. 15. Betrachten wir nun die Wärmebewegung durch ein sphärisches Gefäss, das innen und aussen mit Flüssigkeiten in Berührung steht, die ihre Temperatur mit der Zeit nicht ändern.

Nennt man:

r_1 r_2 die Halbmesser der inneren und der äusseren Kugelflächen;

$\mathit{\Delta}_1$ $\mathit{\Delta}_2$ die Temperaturen der Medien in der Kugel und ausserhalb derselben;

t_1 t_2 die Temperaturen an der inneren und äusseren Fläche der Gefässwand;

γ_1 und γ_2 die Ein- und Ausstrahlungscoeffizienten;

λ den Wärmeleitungscoeffizienten;

u die Temperatur in einer Entfernung ζ vom Mittelpunkt der Kugel;

W die Wärmemenge, welche in einer Zeiteinheit durch die kugelförmige Wand entweicht.

Die Wärmemengen, welche in einer Zeiteinheit durch die Kugelflächen gehen, deren Halbmesser r_1 ζ r_2 sind, haben in diesem Falle die Werthe $4\,r_1^2\,\pi\,\gamma_1\,(\mathit{\Delta}_1 - t_1)$, $4\,r_2^2\,\pi\,\gamma_2\,(t_2 - \mathit{\Delta}_2)$, $-4\,\zeta^2\,\pi\,\lambda\,\frac{du}{d\zeta}$, und jede derselben ist gleich der Wärmemenge W, die in jeder Sekunde aus der Kugel entweicht. Wir haben daher:

$$W = 4\,r_1^2\,\pi\,\gamma_1\,(\mathit{\Delta}_1 - t_1) = 4\,r_2^2\,\pi\,\gamma_2\,(t_2 - \mathit{\Delta}_2) = -4\,\zeta^2\,\pi\,\lambda\,\frac{du}{d\zeta} \quad . \quad (20)$$

Das Integrale der Gleichheit

$$W = -4\,\zeta^2\,\pi\,\lambda\,\frac{du}{d\zeta}$$

ist:

$$u = \frac{W}{4\,\pi\,\lambda} \cdot \frac{1}{\zeta} + \text{const} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (21)$$

Nun ist für $\zeta = r_1$, $u = t_1$ und für $\zeta = r_2$, $u = t_2$; daher hat man:

$$t_1 = \frac{W}{4\,\pi\,\lambda}\,\frac{1}{r_1} + \text{const}$$

$$t_2 = \frac{W}{4\,\pi\,\lambda}\,\frac{1}{r_2} + \text{const}$$

Demnach auch:

$$t_1 - t_2 = \frac{W}{4\,\pi\,\lambda}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (22)$$

Die Gleichheiten (20) geben:

$$t_1 = \mathit{\Delta}_1 - \frac{W}{4\,\pi\,\gamma_1\,r_1^2}$$

$$t_2 = \mathit{\Delta}_2 + \frac{W}{4\,\pi\,\gamma_2\,r_2^2}$$

$$t_1 - t_2 = \Delta_1 - \Delta_2 - \frac{W}{4\pi}\left(\frac{1}{\gamma_1 r_1^2} + \frac{1}{\gamma_2 r_2^2}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

Die Werthe von $t_1 - t_2$, welche (22) und (23) darbieten, einander gleich gesetzt und dann W gesucht, so findet man:

$$W = \frac{4\pi(\Delta_1 - \Delta_2)}{\frac{1}{\gamma_1 r_1^2} + \frac{1}{\gamma_2 r_2^2} + \frac{1}{\lambda}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)} \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

Vergleichung zwischen verschiedenen Wandflächen. Nennen wir:

w_1 die Wärmemenge, die in der Zeiteinheit durch eine Flächeneinheit einer ebenen Wand geht;

w_2 die Wärmemenge, die durch eine Flächeneinheit der äusseren Fläche einer cylindrischen Wand geht;

w_3 die Wärmemenge, die durch eine Flächeneinheit der inneren Fläche einer cylindrischen Wand geht;

w_4 die Wärmemenge, die durch eine Flächeneinheit der äusseren Fläche einer sphärischen Gefässwand geht;

w_5 die Wärmemenge, die durch eine Flächeneinheit der inneren Fläche einer sphärischen Gefässwand geht.

Vorausgesetzt, dass in allen diesen Fällen die Temperaturdifferenz der Medien und die Coeffizienten $\lambda_1\ \gamma_1\ \gamma_2$ die gleichen Werthe haben, erhält man aus den früher aufgefundenen Ausdrücken für $w_1\ w_2\ w_3\ w_4\ w_5$ folgende Formeln:

$$w_1 = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

$$w_2 = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\frac{1}{\gamma_1}\frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{r_2}{\lambda}\ \text{lognat}\ \frac{r_2}{r_1}} \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

$$w_3 = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2}\frac{r_1}{r_2} + \frac{r_1}{\lambda}\ \text{lognat}\ \frac{r_2}{r_1}} \quad . \quad . \quad . \quad (27)$$

$$w_4 = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\frac{1}{\gamma_1}\left(\frac{r_2}{r_1}\right) + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{r_2^2}{\lambda}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)} \quad . \quad . \quad . \quad (28)$$

$$w_5 = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2}\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 + \frac{r_1^2}{\lambda}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)} \quad . \quad . \quad . \quad (29)$$

Nennt man sowohl für ebene, als auch für cylindrische und sphärische Gefässe e die Wanddicke und setzt voraus, dass dieselbe

gegen die Halbmesser r_1 und r_2 klein sind, so darf man sich erlauben zu setzen:

$$\log \frac{r_2}{r_1} = \text{lognat} \frac{r_1 + e}{r_1} = \text{lognat} \left(1 + \frac{e}{r_1}\right) = \frac{e}{r_1}$$

$$\frac{r_2}{r_1} = 1 + \frac{e}{r_1}$$

und dann wird:

$$W_2 = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda} + \frac{e}{\gamma_1} \frac{e}{r_1}} \quad \ldots\ldots \quad (30)$$

$$W_3 = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda} - \frac{e}{\gamma_2} \frac{e}{r_1}} \quad \ldots\ldots \quad (31)$$

$$W_4 = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda} + \frac{2}{\gamma_1} \frac{e}{r_1}} \quad \ldots\ldots \quad (32)$$

$$W_5 = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda} - \frac{2}{\gamma_2} \frac{e}{r_1}} \quad \ldots\ldots \quad (33)$$

Vergleicht man diese Werthe von $W_2\, W_3\, W_4\, W_5$ mit dem Werth von W_1 (25), so sieht man leicht, dass:

$$W_5 > W_3 > W_1 > W_2 > W_4$$

Die grösste Wärmemenge geht demnach durch eine Flächeneinheit der inneren Fläche eines spärischen Gefässes, die kleinste durch eine Flächeneinheit der äusseren Fläche eines sphärischen Gefässes. Die durch eine Flächeneinheit einer ebenen Wand gehende Wärme liegt zwischen derjenigen Wärmemenge, die durch eine Flächeneinheit der inneren und äusseren Fläche einer cylindrischen Gefässwand geht.

Ist der Wärmeleitungscoeffizient λ in Vergleich zu den Aus- und Einstrahlungscoeffizienten $\gamma_1\, \gamma_2$ sehr gross, so kann man in allen für die Wärmemengen aufgefundenen Formeln das von den Leitungscoeffizienten abhängige Glied gegen die Glieder, welche den Einfluss der Strahlung ausdrücken, vernachlässigen. Dadurch werden aber die in der Zeiteinheit durch eine Flächeneinheit gehenden Wärmemengen von dem Leitungscoeffizienten, mithin von der Natur des Materials, aus welchem die Wand besteht, so wie auch von der Wanddicke beinahe unabhängig. Es ist also in dem Falle, wenn die Leitung im Verhältniss zur Strahlung sehr gross ist, die durch eine Wand gehende Wärmemenge sowohl von der

Natur des Materials, als auch von der Wanddicke beinahe unabhängig.

Ist hingegen die Leitungsfähigkeit des Materials eine schwache, und sind dagegen die Ein- und Ausstrahlungscoefficienten sehr stark, so kann man umgekehrt die von γ_1 und γ_2 abhängigen Glieder gegen das von λ abhängige vernachlässigen und dann findet man aus (25), (30), (31), (32), (33), dass annähernd

$$W_1 = W_2 = W_3 = W_4 = W_5 = \lambda \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{e}$$

ist. In diesem Fall hat also die Form der Wand beinahe keinen Einfluss und ist für alle Gefässe die Wärmemenge, dem Leitungscoeffizienten und der Temperaturdifferenz der Medien direkt, der Wanddicke dagegen verkehrt proportional.

Zu diesen Folgerungen ist auch *Peclet* auf rein experimentalem Wege gekommen.

Werthe der Coeffizienten. Die absoluten Werthe von γ_1 γ_2.... λ_1 λ_2.... sind leider nur für wenige Fälle bekannt; wir werden in der Folge einige angeben. Für den Wärmedurchgangs-Coeffizienten:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}}$$

Durch einfach gebildete Wandungen habe ich für mehrere Fälle folgende Werthe gefunden:

Uebergang	Coeffizient k
a) aus Luft durch eine Wand aus gebrannter Erde von 1cm Dicke in Luft (Ofenheizung)	k = 5
b) aus Luft durch eine Wand von Gusseisen von 1 bis 1·5cm Dicke in Luft	k = 14
c) aus Luft durch eine Wand von Eisenblech in Luft	k = 7
d) aus Luft durch eine Wand von Eisenblech in Wasser oder aus Wasser in Luft (Dampfkesselheizung) . .	k = 23
e) aus Dampf durch eine Wand von Gusseisen in Luft (Dampfheizung)	k = 12

Dabei ist die Stunde als Einheit genommen, d. h. diese Werthe von k bestimmen die Wärmemengen, welche stündlich durch einen Quadratmeter Wandfläche gehen bei einer Temperaturdifferenz von Einem Grad.

Erwärmung einer Flüssigkeit durch einen warmen Strom.

Einleitendes. Die Erwärmung einer kalten Flüssigkeit durch eine heisse Flüssigkeit geschieht gewöhnlich, indem man die heisse Flüssigkeit durch einen Kanal strömen lässt, dessen Wände aus einem die Wärme gut leitenden Material bestehen und die zu erwärmende Flüssigkeit mit diesen Wänden in Berührung bringt. Wir nennen einen solchen Erwärmungsapparat:

1) Kesselapparat, wenn die zu erwärmende Flüssigkeit an allen Punkten der Wand die gleiche Temperatur hat, wie dies z. B. der Fall ist bei einem gewöhnlichen Dampfkessel.
2) Parallelstromapparat, wenn die zu erwärmende Flüssigkeit längs der Wandung hin nach einer Richtung fortgeleitet wird, die mit jener des heissen Stroms übereinstimmt.
3) Gegenstromapparat, wenn die zu erwärmende Flüssigkeit längs der Wandung nach einer Richtung fortgeleitet wird, die jener des heissen Stroms entgegengesetzt ist.

Die Bestimmung der Wärmemenge, welche bei jedem dieser Apparate stündlich durch die Trennungswand der Flüssigkeiten geht, ist für die technische Benützung der Wärme von sehr grosser praktischer Wichtigkeit; es beruhen darauf die wesentlichsten Bedingungen, welche bei Anlagen von Heizapparaten aller Art erfüllt werden müssen.

Der Berechnung legen wir folgende Bezeichnungen zu Grunde.

Wir bezeichnen für einen Kesselapparat durch F_k, für einen Parallelstromapparat durch F_p, für einen Gegenstromapparat durch F_g die Heizfläche des Apparates, d. h. den Flächeninhalt der Wand, welche einerseits von dem heissen Strom, andererseits von der zu erwärmenden Flüssigkeit berührt wird.

Nennen ferner:

s die Wärmekapazität der zu erwärmenden Flüssigkeit,

S die Wärmekapazität der Flüssigkeit des heissen Stromes,

k den Wärmedurchgangs-Coeffizienten, d. h. die Wärmemenge, welche stündlich durch einen Quadratmeter der Wand geht, wenn die Temperaturdifferenz der beiden Flüssigkeiten einen Grad beträgt,

q die Flüssigkeitsmenge in Kilogrammen, welche stündlich erwärmt werden soll,

Q die Flüssigkeitsmenge in Kilogrammen, welche stündlich durch jeden Querschnitt des heissen Stromes geht,

T_0 die Temperatur des heissen Stromes, da wo derselbe in den Erwärmungskanal eintritt,

T_1 die Temperatur des heissen Stromes, da wo derselbe den Erwärmungskanal verlässt,

t_0 die Temperatur der zu erwärmenden Flüssigkeit vor ihrer Erwärmung durch den heissen Strom,

t_1 die Temperatur, bis zu welcher die Flüssigkeit durch den heissen Strom erwärmt werden soll,

$e = 2{\cdot}718$ die Basis der natürlichen Logarithmen,

W die Wärmemenge in Wärmeeinheiten ausgedrückt, welche stündlich durch die Heizfläche des Apparates geht und von der zu erwärmenden Flüssigkeit aufgenommen wird.

Theorie der Kesselapparate. Es sei Tafel XV., Fig. 1 ein Kesselapparat. $O\,H\,P\,J$ der Kanal, durch welchen der heisse Strom von links nach rechts zieht. $E\,O\,G\,P$ der Raum, in welchem sich die zu erwärmende Flüssigkeit befindet. In diesem Raum werden stündlich q Kilogramm Flüssigkeit zu- und abgeleitet. $m\,n$ und $m_1\,n_1$ sind zwei unendlich nahe Querschnitte des heissen Stromes. U die Temperatur im Querschnitt $m\,n$, $U - d\,U$ die Temperatur im Querschnitt $m_1\,n_1$, $d\,f$ das Element $m\,m_1$ der Heizfläche zwischen $m\,n$ und $m_1\,n_1$. Wir setzen einen Beharrungszustand voraus, nehmen also an, dass die Temperatur in einem bestimmten Querschnitt von der Zeit nicht abhängt.

Wenn die Temperatur innerhalb $m\,m_1$ $n\,n_1$ gleich U wäre, würde durch das Flächenelement $d\,f$ in jeder Sekunde eine Wärmemenge $k\,d\,f\,(U - t_1)$ in den Kessel eindringen. Wäre dagegen die Temperatur in dem Raum $m\,m_1$ $n\,n_1$ überall gleich $U - d\,U$, so würde die in den Kessel in jeder Sekunde eindringende Wärmemenge $k\,d\,f\,(U - d\,U - t_1)$ betragen. Da aber die Temperatur von $m\,n$ bis $m_1\,n_1$ abnimmt, so ist die in der That in den Kessel eindringende Wärme kleiner als $k\,d\,f\,(U - t_1)$ und grösser als $k\,d\,f\,(U - d\,U - t_1)$. Allein da diese Wärmemengen nur um ein unendlich Kleines von der zweiten Ordnung verschieden sind, so darf man, ohne einen Fehler zu begehen, die wirklich eindringende Wärmemenge gleich $k\,d\,f\,(U - t_1)$ setzen. Diese Wärmemenge muss aber dem Wärmeverlust $Q\,S\,(U - d\,U) - Q\,S\,U = - Q\,S\,d\,U$ gleich gesetzt werden, welchen die in jeder Sekunde durch den Raum $m\,n\,m_1\,n_1$ gehende Luftmenge Q erleidet; man hat daher:

$$k\,d\,f\,(U - t_1) = - Q\,S\,d\,U$$

oder

$$\frac{d\,U}{U - t_1} = - \frac{k}{Q\,S}\,d\,f$$

Das Integrale dieser Gleichung ist:

$$\log(U - t_1) = -\frac{k}{Q\,S} f + \text{const} \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Da die Heizfläche bei $O\,E$ beginnt, so ist für $U = T_0$, $f = o$, demnach

$$\log(T_0 - t_1) = \text{const} \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

Da ferner $G\,P$ das Ende des Kessels ist, so muss für $U = T_1$ $f = F$ gesetzt werden. Man hat daher auch:

$$\text{lognat}(T_1 - t_1) = -\frac{k}{Q\,S} F + \text{const} \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

Durch Subtraktion der Gleichung (3) von (2) ergibt sich:

$$\frac{k}{Q\,S} F = \text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1} \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

Die Wärmemenge, welche die Verbrennungsgase verlieren, indem deren Temperatur von T_0 auf T_1 herabsinkt, ist $Q\,S\,(T_0 - T_1)$. Diese Wärmemenge dringt in den Kessel ein und bewirkt, dass in jeder Sekunde eine Flüssigkeitsmenge von q Kilogrammen von t_0 auf t_1 erhitzt wird. Man hat daher die Gleichung:

$$Q\,S\,(T_0 - T_1) = q\,s\,(t_1 - t_0) \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

Aus diesen zwei Gleichungen lassen sich zwei Grössen bestimmen, wenn die übrigen bekannt sind. Wenn z. B. t_1 t_0 T_1 T_0 q S und s angenommen werden, so findet man für Q und F folgende Werthe:

$$\left.\begin{aligned} Q &= q\,\frac{s}{S}\,\frac{t_1 - t_0}{T_0 - T_1} \\ F &= \frac{1}{k}\,\frac{\text{lo gnat}\,\frac{T_0 - T_1}{T_1 - t_1}}{\frac{1}{Q\,S}} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

Nun ist auch $W = Q\,S\,(T_0 - T_1)$, denn dies ist die Wärmemenge, welche der heisse Strom verliert, die also durch die Heizfläche in den Kessel eindringt. Führt man in den Ausdruck für F_k den aus letzterer Gleichung folgenden Werth $Q\,S = \frac{W}{T_0 - T_1}$ ein, so ergibt sich auch:

$$F_k = \frac{W}{k}\,\frac{\text{lognat}\,\frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}}{T_0 - T_1} \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

Dieser Ausdruck bestimmt die Heizfläche, welche der Apparat erhalten muss, wenn in demselben stündlich eine Wärmemenge W

eindringen soll und wenn die Temperatur des heissen Stromes von T_0 bis T_1 abnehmen soll.

Theorie des Parallelstromapparates. Denken wir uns einen Kanal, der aus einem die Wärme nicht leitenden Material besteht, durch eine Wand, welche die Wärme zu durchdringen vermag, in zwei Kanäle getheilt, und durch einen dieser Kanäle die zu erwärmende Flüssigkeit getrieben, durch den andern dagegen die glühenden Verbrennungsgase nach paralleler Richtung geleitet, so haben wir eine Anordnung, die im Wesentlichen einen Röhrenapparat mit Parallelströmen darstellt.

Es sei Tafel XV., Fig. 2 u. 3 E G H I der Längenschnitt, A B C D irgend ein Querschnitt des Apparates, $m\ n\ p$, $m_1\ n_1\ p_1$ zwei unendlich nahe Querschnitte desselben, U und $U - dU$ die Temperaturen der Verbrennungsgase bei $n\ p$ und $n_1\ p_1$; u und $u + du$ die Temperaturen der Luft bei $m\ n$ und $m_1\ n_1$. Damit aber, wie wir hier voraussetzen, in allen Punkten eines bestimmten Querschnittes einerlei Temperatur vorhanden sein kann, dürfen die normalen Weiten $m\ n$ und $n\ p$ nicht gross sein. Denn wenn diese Weiten gross wären, würde die in der Nähe von E G ziehende Flüssigkeit wenig Wärme empfangen, und würden die in der Nähe von H I hinströmenden Gase nur wenig Wärme verlieren, und dann müssten die Temperaturen von n nach m hin abnehmen und von n nach p hin zunehmen, was eine sehr ungünstige Wirkung des Apparates zur Folge hätte. Die Bedingung, dass in einem und demselben Querschnitt eines Kanals einerlei Temperatur herrsche, dient also nicht blos zur Vereinfachung der Rechnung, sondern derselben muss überhaupt jede zweckmässige Anordnung eines Heizapparates entsprechen, was eben nur bei geringer Weite der Kanäle annähernd möglich ist. Um dieser Bedingung bei einem eigentlichen Röhrenapparat zu entsprechen, dürfen die Durchmesser und die Entfernungen der Röhren nicht gross sein.

Wir wollen die in der Theorie des Kesselapparates gewählten Bezeichnungen auch hier beibehalten, und beginnen nun mit der Entwicklung der Theorie.

Die Wärmemenge, welche in einer Sekunde durch das bei $n\ n_1$ befindliche Flächenelement df aus dem Gaskanal in den Flüssigkeitskanal übergeht, ist $k\ (U - u)\ df$.

Diese Wärmemenge wird der in jeder Sekunde durch den Raum $n\ p\ n_1\ p_1$ gehenden Gasmenge Q entzogen, und wird von der in jeder Sekunde durch den Raum $m\ n\ m_1\ n_1$ gehenden Flüssigkeitsmenge q aufgenommen, man hat daher die Gleichheiten:

$$\left.\begin{aligned} k\,(U-u)\,df &= -\,Q\,S\,d\,U \\ -\,Q\,S\,d\,U &= +\,q\,s\,d\,u \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

welche von den Geschwindigkeiten der beiden Ströme ganz unabhängig sind.

Die zweite dieser Gleichungen kann, da der Voraussetzung gemäss S, s, Q und q constant sind, unmittelbar integrirt werden. Das Resultat dieser Integration ist:

$$Q\,S\,U + q\,s\,u = \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Nun ist für $U = T_0$, $u = t_0$ und für $U = T_1$, $u = t_1$, man hat daher auch:

$$Q\,S\,T_0 + q\,s\,t_0 = \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

$$Q\,S\,T_1 + q\,s\,t_1 = \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Durch Subtraktion der Gleichungen (3) und (4) ergibt sich

$$Q\,S\,(T_0 - T_1) = q\,s\,(t_1 - t_0) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Durch Subtraktion der Gleichungen (2) und (3) folgt aber

$$Q\,S\,(T_0 - U) = q\,s\,(u - t_0) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Setzt man den aus dieser Gleichung für u sich ergebenden Werth:

$$u = t_0 + \frac{Q\,S}{q\,s}(T_0 - U)$$

in die erste der Gleichungen (1) so wird dieselbe

$$k\left[U - t_0 - \frac{Q\,S}{q\,s}\,(T_0 - U)\right] df = -\,Q\,S\,d\,U$$

Aus dieser Gleichung folgt:

$$df = -\frac{Q\,S}{k}\,\frac{d\,U}{U\left(1 + \frac{Q\,S}{q\,s}\right) - \left(t_0 + \frac{Q\,S}{q\,s}\,T_0\right)}$$

Das allgemeine Integrale dieser Gleichung ist:

$$f = -\frac{1}{k}\,\frac{Q\,S}{1 + \frac{Q\,S}{q\,s}}\ \text{lognat}\left\{\begin{array}{l} +\,U\left(1 + \frac{Q\,S}{q\,s}\right) \\ -\left(t_0 + \frac{Q\,S}{q\,s}\,T_0\right) \end{array}\right\} + \text{const}$$

Nun ist aber für $U = t_0$, $f = o$ und für $U = T_1$, $f = F$, daher hat man:

$$o = -\frac{1}{k}\,\frac{Q\,S}{1 + \frac{Q\,S}{q\,s}}\ \text{lognat}\left\{\begin{array}{l} +\,T_0\left(1 + \frac{Q\,S}{q\,s}\right) \\ -\left(t_0 + \frac{Q\,S}{q\,s}\,T_0\right) \end{array}\right\} + \text{const}$$

$$F = -\frac{1}{k}\,\frac{Q\,S}{1+\frac{Q\,S}{q\,s}}\ \text{lognat}\left\{\begin{matrix} +T_1\left(1+\frac{Q\,S}{q\,s}\right) \\ -\left(t_0+\frac{Q\,S}{q\,s}T_0\right)\end{matrix}\right\} + \text{const}$$

Duch Subtraktion dieser Gleichungen findet man:

$$F = \frac{1}{k}\,\frac{1}{\frac{1}{Q\,S}+\frac{1}{q\,s}}\ \text{lognat}\ \frac{T_0\left(1+\frac{Q\,S}{q\,s}\right)-\left(t_0+\frac{Q\,S}{q\,s}T_0\right)}{T_1\left(1+\frac{Q\,S}{q\,s}\right)-\left(t_0+\frac{Q\,S}{q\,s}T_0\right)}$$

Mit Berücksichtigung der Gleichung (5) verwandelt sich diese Gleichung in folgenden einfachen Ausdruck:

$$F = \frac{1}{k}\,\frac{\text{lognat}\ \frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1}}{\frac{1}{Q\,S}+\frac{1}{q\,s}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Nun ist auch hier $W = Q\,S\,(T_0 - T_1) = q\,s\,(t_1 - t_0)$, demnach $Q\,S = \frac{W}{T_0 - T_1}$, $q\,s = \frac{W}{t_1 - t_0}$. Führt man diese Werthe von $Q\,S$ und von $q\,s$ in (7) ein, so findet man:

$$F_p = \frac{W}{k}\,\frac{\text{lognat}\ \frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1}}{T_0 - T_1 + (t_1 - t_0)} \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

Theorie des Gegenstromapparates. Es sei Tafel XV., Fig. 4 ein Längen- und Querschnitt des Apparates, $m\,n\,p$, $m_1\,n_1\,p_1$ zwei unendlich nahe Querschnitte desselben, U, u, $U - d\,U$, $u - d\,u$ die Temperaturen in den Querschnitten $n\,p$, $m\,n$, $n_1\,p_1$, $n_1\,m_1$, f der zwischen dem Querschnitte $E\,H$ und $m\,p$ befindliche Theil der Heizfläche, $d\,f$ das zwischen $m\,p$ und $m_1\,p_1$ befindliche Element der Heizfläche. Da mit dem Wachsen von f die Temperaturen U und u abnehmen, so bestehen hier folgende Beziehungen:

$$\left.\begin{matrix} k\,(U-u)\,d\,f = -\,Q\,S\,d\,U \\ -\,Q\,S\,d\,U = -\,q\,s\,d\,u \end{matrix}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Durch Integration der letzteren dieser Gleichungen folgt:

$$Q\,S\,U = q\,s\,u + \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Nun ist für $U = T_0$, $u = t_1$ und für $U = T_1$, $u = t_0$, daher hat man auch

$$\left.\begin{matrix} Q\,S\,T_0 = q\,s\,t_1 + \text{const} \\ Q\,S\,T_1 = q\,s\,t_0 + \text{const} \end{matrix}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Durch Subtraktion dieser Gleichungen folgt:

$$QS\,(T_0 - T_1) = q\,s\,(t_1 - t_0) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Durch Subtraktion der ersten der Gleichungen (3) und (2) ergibt sich aber:

$$QS\,(U - T_0) = q\,s\,(u - t_1)$$

Substituirt man den aus dieser Gleichung für u folgenden Werth in die erste der Gleichungen (1), so verwandelt sich dieselbe in folgende:

$$k\left[U - t_1 - \frac{QS}{qs}(U - T_0)\right] df = -QS\,dU$$

Hieraus folgt:

$$df = -\frac{QS}{k}\,\frac{dU}{\left(1 - \frac{QS}{qs}\right)U + \frac{QS}{qs}T_0 - t_1}$$

Das Integrale dieser Gleichung ist:

$$f = -\frac{1}{k}\,\frac{QS}{1 - \frac{QS}{qs}}\,\text{lognat}\left\{ +\left(1 - \frac{QS}{qs}\right)U + \frac{QS}{qs}T_0 - t_1 \right\} + \text{const}$$

Nun ist für $f = o$, $U = T_0$ und für $f = F$, $U = T_1$, man hat daher auch:

$$o = -\frac{1}{k}\,\frac{QS}{1 - \frac{QS}{qs}}\,\text{lognat}\left\{ +\left(1 - \frac{QS}{qs}\right)T_0 + \frac{QS}{qs}T_0 - t_1 \right\} + \text{const}$$

$$F = -\frac{1}{k}\,\frac{QS}{1 - \frac{QS}{qs}}\,\text{lognat}\left\{ +\left(1 - \frac{QS}{qs}\right)T_1 + \frac{QS}{qs}T_0 - t_1 \right\} + \text{const}$$

Durch Subtraktion dieser Gleichungen ergibt sich:

$$F = \frac{1}{k}\,\frac{1}{\frac{1}{QS} - \frac{1}{qs}}\,\text{lognat}\,\frac{\left(1 - \frac{QS}{qs}\right)T_0 + \frac{QS}{qs}T_0 - t_1}{\left(1 - \frac{QS}{qs}\right)T_1 + \frac{QS}{qs}T_0 - t_1}$$

Mit Berücksichtigung der Gleichung (4) wird nun dieser Ausdruck für F

$$F = \frac{1}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{\frac{1}{QS} - \frac{1}{qs}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Es ist auch für diesen Apparat $W = QS(T_0 - T_1) = qs(t_1 - t_0)$, demnach $QS = \frac{W}{T_0 - T_1}$, $qs = \frac{W}{t_1 - t_0}$. Führt man diese Werthe von QS und von qs in den Ausdruck für F_g ein, so findet man auch:

$$F_g = \frac{W}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{T_0 - T_1 - (t_1 - t_0)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Vorzüge des Gegenstromapparates. Es ist klar, dass diejenige Heizeinrichtung die vortheilhafteste ist, durch welche die Verbrennungsgase am vollständigsten abgekühlt werden können. Die Temperatur, bis zu welcher die Gase möglicher Weise abgekühlt werden können, ist gleich derjenigen, die in der zu erwärmenden Flüssigkeit an der Stelle der Heizfläche herrscht, wo die Verbrennungsgase die Heizfläche verlassen und nach dem Kamin ziehen.

In den Kesselapparaten herrscht im Innern überall beinahe einerlei Temperatur, und diese ist so hoch, als überhaupt die Temperatur, bis zu welcher die Flüssigkeit erwärmt werden soll. Die Verbrennungsgase können daher bei einem Kesselapparat nur bis zur Temperatur der zu erwärmenden Flüssigkeit abgekühlt werden. Ist diese Temperatur niedrig, so kann mit einem Kesselapparat die Wärme der Verbrennungsgase sehr vortheilhaft ausgenützt werden. Ist dagegen die Temperatur, bis zu welcher die Flüssigkeit erwärmt werden soll, sehr hoch, so wird ein Kesselapparat sehr ungünstige Resultate liefern. Aus einem Parallelstromapparat tritt die erwärmte Flüssigkeit da aus, wo die Verbrennungsgase die Heizfläche verlassen. Die Verbrennungsgase können daher bei einem solchen Apparat auch nur bis zu der Temperatur abgekühlt werden, bis zu welcher die Flüssigkeit erwärmt werden soll. Die höchsten Leistungen eines Parallelstromapparates werden daher günstig oder ungünstig ausfallen können, je nachdem die zu erwärmende Flüssigkeit eine niedrige oder eine hohe Temperatur erreichen soll. Bei einem Gegenstromapparat tritt die zu erwärmende Flüssigkeit an der Stelle ein, wo die Verbrennungsgase die Heizfläche verlassen, erfolgt dagegen der Austritt da, wo die Verbrennungsgase zuerst mit der Heizfläche in Berührung treten. Bei einem solchen Apparat können also die Verbrennungsgase bis zu der jederzeit sehr niedrigen Temperatur abgekühlt werden, mit welcher die zu erwärmende Flüssigkeit in

den Apparat eintritt. Es unterliegt also nicht dem geringsten Zweifel, dass den Verbrennungsgasen die Wärme durch einen Gegenstromapparat am vollständigsten entzogen werden kann, dass mithin die möglicher Weise erreichbaren Leistungen bei einem Gegenstromapparat den höchsten Grad erreichen. Allein man ersieht auch aus dem bisher Gesagten, dass die Vortheile des Gegenstromapparates nur dann von Belang werden können, wenn eine Flüssigkeit sehr stark erwärmt werden soll, dass es dagegen ziemlich gleichgiltig ist, was für ein Apparat angewendet wird, wenn eine Flüssigkeit nur wenig zu erwärmen ist.

In diesem letzteren Falle (wenn eine nur mässige Erwärmung gefordert wird) reduzirt sich der Vortheil des Gegenstromapparates lediglich darauf, dass derselbe mit einer kleinern Heizfläche das Gleiche zu leisten vermag, was einer von den beiden anderen Apparaten mit einer grösseren Heizfläche leistet.

Dampfkessel werden in der Regel mit ziemlich stark erwärmtem Wasser gespeist und die Temperatur des Wassers im Innern des Kessels erreicht selbst bei Hochdruckmaschinen nicht mehr als 150°, woraus zu ersehen ist, dass das Gegenstromprinzip bei Dampfkesseln von keiner grossen Bedeutung ist. Indessen gerade bei Dampfkesselheizungen für grössere Maschinenanlagen sucht man eine möglichst sparsame Benutzung der Brennstoffe zu erzielen, daher sind auch die geringen Vortheile, welche das Gegenstromprinzip bei Dampfkesseln gewähren kann, nicht zu verschmähen. Die Anordnung des Gegenstromprinzips bei Dampfkesseln ist um so mehr zu empfehlen, als es für die Anlage- und Betriebskosten ganz gleichgiltig ist, an welcher Stelle der Kesselwand die Nachfüllung geschieht, und jeder beliebige Dampfkesselapparat wird zu einem Gegenstromapparat, wenn das Speisewasser an der Stelle in den Kessel gebracht wird, wo die Verbrennungsgase die Heizfläche des Kessels verlassen.

Von sehr bedeutender Wichtigkeit wird das Gegenstromprinzip bei Hochdruckwasserheizungen und Calorifers, denn bei diesen Apparaten tritt die zu erwärmende Flüssigkeit mit einer sehr mässigen Temperatur ein, verlässt aber den Apparat mit einer sehr hohen Temperatur von 200°, 300°, 500°, in solchen Fällen ist es geradewegs ein unverzeihlicher Fehler zu nennen, wenn das Gegenstromprinzip nicht in Anwendung gebracht wird, um so viel mehr, da man vermittelst desselben jederzeit mit einer kleineren Heizfläche ausreichen kann.

Wegen der praktischen Wichtigkeit des Gegenstandes lasse ich

noch eine analytische Nachweisung der Vortheile des Gegenstromapparates folgen.

Nachweisung, daß der Gegenstromapparat die vortheilhafteste Leistung gibt. Wir wollen nun untersuchen, welcher von den drei Apparaten den Vorzug verdient. Der vortheilhafteste Apparat ist offenbar derjenige, welcher die kleinste Heizfläche erfordert, um in einer gewissen Luftmenge q mit einem bestimmten Brennstoffaufwand B eine bestimmte Temperaturerhöhung hervorzubringen.

Wenn wir aber annehmen, dass für alle drei Apparate t_0, t_1, Δ, λ, S, B einerlei Werth haben, so geben zunächst die aufgefundenen Gleichungen für T_0, T_1, Q die gleichen Werthe. Der vortheilhafteste Apparat ist also derjenige, bei welchem für die gleichen Werthe von T_1, T_0, t_1, t_0, Q, q, S, s, k der Werth von F am kleinsten ausfällt.

Vergleichen wir zunächst den Kesselapparat mit dem Parallelstromapparat.

Für den Parallelstromapparat ist die Heizfläche:

$$\frac{1}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1}}{\frac{1}{Q S} - \frac{1}{q s}}$$

Für den Kesselapparat ist dagegen:

$$\frac{1}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}}{\frac{1}{Q S}}$$

Nun ist aber, da $t_1 > t_0$, $\frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1} < \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}$

$$\text{und } \frac{1}{Q S} - \frac{1}{q s} < \frac{1}{Q S}.$$

Der Parallelstromapparat erfordert demnach eine kleinere Heizfläche, als der Kesselapparat.

Um zu zeigen, dass der Gegenstrom eine kleinere Heizfläche erfordert, als der Parallelstrom, ist es nothwendig, für die in den Formeln für F erscheinenden Logarithmen die Reihen zu substituiren.

Es ist allgemein

$$\text{lognat}\, x = 2\left[\frac{x-1}{x+1} + \frac{1}{3}\left(\frac{x-1}{x+1}\right)^3 + \frac{1}{5}\left(\frac{x-1}{x+1}\right)^5 + \dots\right] \quad . \quad . \quad (1)$$

Bezeichnen wir die Heizfläche des Parallelstromapparates mit F_p, so ist vermöge (8), Seite 350

$$F_p = \frac{q\,s}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1}}{\frac{T_0 - T_1}{t_1 - t_0} + 1}$$

und wenn man den Logarithmus vermittelst obiger Reihe ausdrückt, so wird:

$$F_p = \frac{q\,s}{k} 2 (t_1 - t_0) \times$$

$$\frac{\frac{T_0 - T_1 + t_1 - t_0}{T_0 + T_1 - t_1 - t_0} + \frac{1}{3}\left(\frac{T_0 - T_1 + t_1 - t_0}{T_0 + T_1 - t_1 - t_0}\right)^3 + \ldots}{T_0 - T_1 + t_1 - t_0}$$

oder

$$F_p = \frac{q\,s}{k} 2 (t_1 - t_0) \times$$

$$\left[\frac{1}{T_0 + T_1 - t_1 - t_0} + \frac{1}{3} \frac{(T_0 - T_1 + t_1 - t_0)^2}{(T_0 + T_1 - t_1 - t_0)^3} + \right] \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Bezeichnet man die Heizfläche für den Gegenstromapparat mit F_g, so ist vermöge der Gleichungen (6), Seite 352

$$F_g = \frac{q\,s}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{\frac{T_0 - T_1}{t_1 - t_0} - 1}$$

Drückt man auch hier den Logarithmus vermittelst der Reihe (1) aus, so wird

$$F_g = \frac{q\,s}{k} 2 (t_1 - t_0) \times$$

$$\frac{\frac{T_0 - T_1 + t_0 - t_1}{T_0 + T_1 - t_0 - t_1} + \frac{1}{3}\left(\frac{T_0 - T_1 + t_0 - t_1}{T_0 + T_1 - t_0 - t_1}\right)^3 + \ldots}{T_0 - T_1 + t_0 - t_0}$$

oder

$$F_g = \frac{q\,s}{k} 2 (t_1 - t_0) \times$$

$$\left[\frac{1}{T_0 + T_1 - t_0 - t_1} + \frac{1}{3} \frac{(T_0 - T_1 + t_0 - t_1)^2}{(T_0 + T_1 - t_0 - t_1)^3} + \right] \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Vergleicht man nun die Ausdrücke (2) und (3), so sieht man leicht, dass F_g kleiner ist als F_p, denn diese Ausdrücke unterscheiden sich nur allein durch die Zähler der Reihenglieder, und es ist $T_0 - T_1 + t_0 - t_1$ kleiner als $T_0 - T_1 + t_1 - t_0$.

Es ist somit nachgewiesen, dass der Kesselapparat der ungünstigste, der Apparat mit Parallelströmen der günstigere und der Gegenstromapparat der günstigste ist. Allein man kann sich auch leicht überzeugen, dass die Unterschiede in den Leistungen dieser Apparate nur dann von Belang sein werden, wenn die Temperaturdifferenz $t_1 - t_0$ bedeutend ist, denn wenn diese Differenz klein ist, kann man $t_1 - t_0$ gegen $T_0 - T_1$ vernachlässigen, und dann wird annähernd

$$F_k = F_p = F_g$$

Die Vortheile des Gegenstromes können also nur dann hervortreten, wenn die Luft stark erhitzt werden soll.

SECHSTER ABSCHNITT.

Die Dampfkessel.

Güteverhältniß der Dampfkessel für Kesselapparate, Parallelstromapparate, Gegenstromapparate. Die Ergebnisse der vorhergehenden Untersuchungen über die Erwärmung einer Flüssigkeit durch einen heissen flüssigen Strom können auf die Dampfkessel angewendet werden und geben uns sehr wichtige Aufschlüsse über die Bedingungen einer vortheilhaften Dampferzeugung.

Ein Dampfkessel besteht gewöhnlich aus einem oder aus mehreren, ziemlich geräumigen, theilweise oder ganz mit Wasser gefüllten cylindrischen Gefässen, die dem glühend heissen Strom der Verbrennungsgase ausgesetzt sind, welche von einem Feuerherd nach einem Kamin strömen. Die Verbrennungsgase ziehen längs den innen mit Wasser in Berührung stehenden Theilen der Kesselwand hin, geben ihre Wärme an die Kesselwand ab, werden allmählig abgekühlt und erreichen, wenn sie ungefähr $\frac{3}{4}$ bis $\frac{4}{5}$ ihres Wärmegehaltes abgegeben haben, das Kamin. Die in den Kessel eindringende Wärme bewirkt die Erwärmung und Verdampfung des Wassers. Der in jeder Sekunde gebildete Dampf wird im Beharrungszustand des ganzen Apparats aus dem Kessel weggeleitet, und das verdampfte Wasser wird vermittelst einer Pumpe wiederum ersetzt. Allein diese in jeder Sekunde zu ersetzende Wasserquantität ist im Vergleich zum gesammten Wasserinhalt des Kessels sehr klein (beträgt z. B. bei einer 100pferdigen Maschine nicht mehr als circa 1^{Klg}), daher herrscht in einem solchen Dampfkessel in allen Punkten des Innern beinahe einerlei Temperatur. Diese gewöhnlichen Dampfkesseleinrichtungen sind also sehr annähernd als solche Apparate anzusehen, die wir im Vorhergehenden Kesselapparate genannt haben. Zuweilen haben jedoch die Kessel

eine etwas andere Einrichtung, als wir so eben beschrieben haben; sie bestehen zuweilen aus zwei oder mehreren, oftmals sogar aus sehr vielen Röhren und das in den Kessel eingepumpte Wasser wird langsam von dem Punkt an, wo es eingetreten ist, nach dem von diesem Punkt entferntesten Theil des Kesselraums fortgeschoben. In diesem Falle kann ein Dampfkessel als ein schwacher Stromapparat angesehen werden, und zwar als ein Parallelstromapparat oder als ein Gegenstromapparat, je nachdem die Bewegungsrichtung des Wassers mit jener der Verbrennungsgase übereinstimmt oder entgegengesetzt ist.

Die wichtigste, die Einrichtung eines Kessels betreffende Frage wird durch die Kenntniss des Güteverhältnisses des Kessels beantwortet. Unter Güteverhältniss verstehen wir das Verhältniss zwischen der Wärmemenge, welche durch die Wände des Kessels in denselben eindringt, und der Wärmemenge, welche durch die Verbrennung des Brennstoffes auf dem Feuerherd entwickelt wird. Wir wollen nun dieses Güteverhältniss für die drei Arten von Dampfkesseleinrichtungen bestimmen, und zwar zuerst für

Kesselapparate. Für einen solchen Apparat haben wir Seite 347 gefunden:

$$F_k = \frac{1}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}}{\frac{1}{Q S}} \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

Die Bedeutung der in diesem Ausdruck erscheinenden Grössen ist:

F_k die Heizfläche des Kessels in Quadratmetern,

k der Wärmeübergangscoeffizient pro Quadratmeter und pro Stunde,

T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost oder da, wo diese Gase zuerst mit der Kesselwand in Berührung treten,

T_1 die Temperatur der Verbrennungsgase, da wo sie den Kessel verlassen und nach dem Kamin streichen,

t_1 die Temperatur des Wassers im Kessel,

Q die Menge der Verbrennungsgase in Kilogrammen, welche stündlich von dem Rost weg nach dem Kamin ziehen,

S die spezifische Wärme der Verbrennungsgase welche von der spezifischen Wärme der atmosphärischen Luft beinahe nicht verschieden ist.

Nennen wir noch:

W die Wärmemenge, welche stündlich in den Kessel eindringt,

B die Brennstoffmenge, welche stündlich auf dem Rost verbrannt wird,

$\mathfrak{H}$ die Wärmemenge, welche durch die Verbrennung von einem Kilogramm Brennstoff entwickelt wird,

$\mathfrak{p}$ das Güteverhältniss des Kessels,

u_0 die Temperatur der in den Feuerherd eintretenden atmosphärischen Luft,

so erhalten wir nebst der Gleichung (1) noch folgende Gleichung.

Offenbar ist $Q\,S\,(T_0 - T_1)$ die Wärmemenge, welche die Verbrennungsgase auf ihrem Wege nach dem Kamin verlieren, welche Wärmemenge gleich ist derjenigen, die in jeder Sekunde in den Kessel eindringt. Es ist demnach:

$$W = Q\,S\,(T_0 - T_1) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Durch die Wärmemenge $B\,\mathfrak{H}$, welche stündlich durch die Verbrennung von B Kilogrammen Brennstoff entwickelt wird, wird die Luftmenge Q von u_0 bis T_0 erwärmt. Es ist daher:

$$B\,\mathfrak{H} = Q\,S\,(T_0 - u_0) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Endlich ist auch: $\mathfrak{p} = \frac{W}{B\,\mathfrak{H}}$ oder wegen (2) und (3)

$$\mathfrak{p} = \frac{W}{B\,\mathfrak{H}} = \frac{T_0 - T_1}{T_0 - u_0} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Aus (1) folgt:

$$T_1 = t_1 + (T_0 - t_1)\, e^{-\frac{k\,F_k}{Q\,S}}$$

Führt man diesen Werth von T_1 in (1) ein und setzt für T_0 den aus (3) folgenden Werth $T_0 = u_0 + \frac{B\,\mathfrak{H}}{Q\,S}$ so findet man leicht:

$$\mathfrak{p} = \left[1 - \frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}}(t_1 - u_0)\right]\left(1 - e^{-\frac{k\,F_k}{Q\,S}}\right) \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

Hierdurch ist nun das Güteverhältniss für einen Kesselapparat bestimmt.

Für einen Paralllelstromapparat haben wir:

$$W = Q\,S\,(T_0 - T_1) = q\,s\,(t_1 - t_0) \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

$$F_p = \frac{1}{k}\,\frac{\text{lognat}\,\frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1}}{\frac{1}{Q\,S} + \frac{1}{q\,s}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

$$B\,\mathfrak{H} = Q\,S\,(T_0 - u_0) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

$$\mathfrak{p} = \frac{W}{B\,\mathfrak{H}} = \frac{Q\,S\,(T_0 - T_1)}{Q\,S\,(T_0 - u_0)} = \frac{T_0 - T_1}{T_0 - u_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Aus (7) folgt:

$$T_1 = t_1 + (T_0 - t_0)\, e^{-k\,F_p\left(\frac{1}{Q\,S} + \frac{1}{q\,s}\right)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Setzt man in den Ausdruck (9) für T_1 den Werth (10), für T_0 den aus (8) folgenden Werth $T_0 = u_0 + \frac{B\,\mathfrak{H}}{Q\,S}$, so findet man ohne Schwierigkeit:

$$\mathfrak{p} = \left[1 - (t_0 - u_0)\frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}}\right]\left[1 - e^{-k\,F_p\left(\frac{1}{Q\,S} + \frac{1}{q\,s}\right)}\right] - (t_1 - t_0)\,\frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}} \quad (11)$$

Hiermit ist das Güteverhältniss für einen Parallelstromapparat bestimmt.

Für einen Gegenstromapparat ist:

$$F_g = \frac{1}{k}\,\frac{\operatorname{lognat}\dfrac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{\dfrac{1}{Q\,S} - \dfrac{1}{q\,s}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

$$W = Q\,S\,(T_0 - T_1) = q\,s\,(t_1 - t_0) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

$$B\,\mathfrak{H} = Q\,S\,(T_0 - u_0) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

$$\mathfrak{p} = \frac{W}{B\,\mathfrak{H}} = \frac{T_0 - T_1}{T_0 - u_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Setzt man in diesen Ausdruck für T_1 den aus (12) folgenden Werth

$$T_1 = t_0 + (T_0 - t_1)\, e^{-k\,F_g\left(\frac{1}{Q\,S} - \frac{1}{q\,s}\right)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

und für T_0 den aus (14) folgenden Werth

$$T_0 = u_0 + \frac{B\,\mathfrak{H}}{Q\,S} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

so findet man;

$$\mathfrak{p} = \left[1 - (t_1 - u_0)\frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}}\right]\left[1 - e^{-k\,F_g\left(\frac{1}{Q\,S} - \frac{1}{q\,s}\right)}\right] + \frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}}(t_1 - t_0) \quad (18)$$

In diesen Ausdrücken für Parallel- und Gegenströme bedeutet:

q die Wassermenge in Kilogrammen, welche stündlich in den Kessel getrieben wird,

s die spezifische Wärme des Wassers (also $s = 1$),

t_0 die Temperatur, mit welcher das Wasser in den Kessel eintritt,

t_1 die Temperatur, bis zu welcher das Wasser im Kessel erwärmt wird.

Noch muss hervorgehoben werden, dass bei Herleitung der Ausdrücke für F_k, F_p, F_g vorausgesetzt wurde, dass in jedem Punkte eines und desselben Querschnittes des heissen Stromes einerlei Temperatur herrsche. Diese Voraussetzung ist erfüllt, 1) wenn ein Beharrungszustand vorhanden ist, 2) wenn die normale Weite der Kanäle der Ströme nicht gross ist, 3) wenn die Atome der Ströme nicht geradlinig fortschreiten, sondern durch die Kanäle fortwirbeln, so dass alle Atome mit der Heizfläche in Berührung kommen.

Wir wollen nun den Ausdruck (5) für das Güteverhältniss eines Kesselapparates in's Auge fassen. Dieser Werth von $\mathfrak{p}$ soll sich so viel als möglich der Einheit nähern oder es soll $(t_1 - u_0)\frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}}$ so klein als möglich und $\frac{k\,F_k}{Q\,S}$ so gross als möglich sein.

Es ist mithin vortheilhaft:

1) Wenn $t_1 - u_0$ klein ist. Es ist also vortheilhaft, wenn die Luft mit hoher Temperatur in den Feuerherd einströmt, und wenn im Kessel Dampf von niedriger Spannung gebildet wird.
2) Wenn $\frac{Q}{B}$ klein ist, d. h. wenn die Verbrennung mit der geringsten Menge von atmosphärischer Luft erfolgt. Für Steinkohlenfeuerung ist diese geringste Menge 12; bei Dampfkesselfeuerungen ist aber der Erfahrung zu Folge die Luftmenge, welche in den Feuerherd einströmt, $1 + \frac{1}{2}$ bis zwei mal so gross, als die geringste Luftmenge, ist demnach: $\frac{Q}{B} = 18$ bis 24.
3) Wenn $\mathfrak{H}$ gross ist, d. h. wenn eine möglichst vollkommene Verbrennung stattfindet, in welchem Falle $\mathfrak{H}$ gleich wird der Heizkraft des Brennstoffes. Für Steinkohlen ist die Heizkraft bei guter Qualität 7000 Calorien, weil aber die Verbrennung niemals ganz vollkommen erfolgt, indem immer etwas Rauch entwickelt wird, ist für $\mathfrak{H}$ nicht mehr als 6000 in Rechnung zu bringen.
4) Wenn S klein ist, d. h. wenn die spezifische Wärme der Verbrennungsgase klein ist. Allein diese spezifische Wärme ist nie merklich von jener der atmosphärischen Luft verschieden, weil die Verbrennungsgase theils aus unzersetzter atmosphärischer Luft, theils aus Bestandtheilen derselben bestehen. Es ist demnach S jederzeit nahe gleich $0{\cdot}237$.

Der Werth des Exponenten $\frac{k F_k}{Q S}$ wird möglichst gross:

5) Wenn k gross ist, d. h. wenn die Wärme leicht in den Kessel eindringt. Es ist also das Anrosten des Kessels, das Ansetzen von Rauch, Russ und von Kesselstein sehr nachtheilig. Auch ist eine grosse Dicke der Kesselwand nicht gut, obgleich dieses Element auf den Werth von k keinen grossen Einfluss hat. Jedenfalls sind aber Kessel mit engen dünnwandigen Heizröhren besser, als weite dickwandige Kessel. Auch ist Messing und Kupferblech etwas besser als Eisenblech, weil bei jenen Metallen das Wärmeleitungsvermögen grösser ist, als für Eisen. Die Hauptsache bleibt aber jederzeit, dass die Kesselwand rein metallisch erhalten, also sorgfältig von Asche, Russ und Kesselstein gereinigt werde. Unsere Formel verlangt demnach als Bedingung einer vortheilhaften Wärmebenutzung einen gewissenhaften fleissigen Heizer. Der Wärmedurchgang erfolgt aus Luft durch eine Wand in Wasser leichter, als aus Luft durch die gleiche Wand in Dampf. Im ersteren Falle ist $k = 23$, im letzteren $k = 12$. (Siehe Seite 344.) Es ist daher von Wichtigkeit, dass der Dampf, so wie er an der heissen Kesselwand entstanden ist, nicht daselbst sitzen bleibt und so zu sagen einen Dampfpelz bildet, sondern sogleich in den Dampfraum des Kessels aufsteigt. Daher sind alle Kesseleinrichtungen vortheilhaft, welche diese Aufsteigung des Dampfes erleichtern, und die Ansammlung des Dampfes an der Kesselwand nicht begünstigen. Auch ist es gut, wenn sich das Wasser im Kessel in rascher Wirbelung und Strömung befindet, weil dadurch der Dampf von der Kesselwand weggetrieben wird. Ungemein vortheilhaft sind in allen diesen Beziehungen die Röhrenkessel der Lokomotiven. Die Röhren sind eng, von Messing, die Wanddicke ist klein und im Lauf der Lokomotive werden die Röhren erschüttert, so dass sie den an ihrer Oberfläche entstehenden Dampf abschütteln.

6) Jener Exponent fällt ferner gross aus, wenn $\frac{F_k}{Q}$ gross ist.

Es ist aber $\frac{F_k}{Q} = \frac{F_k}{B} \cdot \frac{B}{Q} = \frac{\frac{F_k}{B}}{\frac{Q}{B}}$. Es ist daher vortheilhaft,

wenn die Heizfläche des Kessels im Verhältniss zur Brennstoffmenge, die stündlich auf dem Rost verbrannt wird, gross ist, oder wenn der Kessel schwach geheizt wird, und wenn ferner $\frac{Q}{B}$ klein ist, also die Verbrennung mit möglichst wenig

Luft geschieht. Die Konstruktion der Lokomotivkessel ist für die Dampferzeugung sehr günstig, allein sie werden beim gewöhnlichen Gebrauch sehr angestrengt, sie werden sehr stark geheizt, daher ist ihre Leistung nicht so günstig, als die der Fabrikkessel, die verhältnissmässig viel schwächer geheizt werden.

Wir müssen nun noch aus der Formel für $\mathfrak{p}$ das herauslesen, was nicht darin enthalten ist, nämlich dasjenige, wovon $\mathfrak{p}$ nicht abhängt.

7) Das Güteverhältniss $\mathfrak{p}$ ist unabhängig von der Form des Kessels. Wir haben zwar bei der Herleitung dieser Formel eine ganz einfache spezielle Form des Kessels angenommen, allein wenn man die Reihenfolge der Schlüsse überdenkt, welche zur Auffindung des Ausdruckes für $\mathfrak{p}$ geführt haben, so wird man leicht erkennen, dass dieser Ausdruck für $\mathfrak{p}$ für jede Kesselform gilt. Abgesehen von dem Werth von $\mathfrak{k}$, geben also alle Kessel, wie auch ihre Form beschaffen sein mag, gleich günstige Resultate, wenn sie gleich grosse Heizflächen haben und gleich stark geheizt werden.

8) Das Güteverhältniss $\mathfrak{p}$ ist unabhängig von dem Querschnitt und von der Länge der Luftzüge und hängt folglich (abgesehen vom Kaminzug) auch nicht von der Geschwindigkeit ab, mit welcher die Verbrennungsgase durch die Luftkanäle strömen. Dieses Ergebniss dürfte im ersten Augenblick befremden und ist auch im Widerspruch mit der Ansicht, welche bei den Kessel-Praktikern vorherrschend angetroffen wird. Allein die Richtigkeit dieses Ergebnisses ist dennoch leicht zu erkennen. Führt man die Luft 2, 3, 4 . . . mal längs des Kessels hin und her, so fallen die Querschnitte der Luftkanäle 2, 3, 4 . . . mal kleiner aus, und wird die Geschwindigkeit 2, 3, 4 . . . mal grösser. Aber dessen ungeachtet bleibt die Zeit, in welcher die Verbrennungsgase von dem Rost nach dem Kamin gelangen, immer die gleiche, wenn bei einer 2, 3, 4 . . . mal so grossen Weglänge die Geschwindigkeit 2, 3, 4 . . . mal grösser ist. Die Luft bleibt also immer gleich lange mit dem Kessel in Berührung, sei es, dass man dieselbe nur einmal längs des Kessels fortleitet oder mehrmals längs des Kessels hin und her führt. Aber auch die neuere Praxis der Kesselkonstruktion liefert den thatsächlichen Beweis, dass es auf die Länge der Züge nicht ankommt. Bei den Lokomotivkesseln, bei den neueren Dampfschiffkesseln und auch bei manchen in neuerer Zeit in Anwendung gekom-

menen Fabrikkesseln ist die Zuglänge sehr klein, und dennoch ist es Thatsache, dass diese Kessel unter sonst gleichen Umständen eben so gute Resultate liefern, als die älteren Kessel mit langen Luftzügen. Wenn es auf die Länge der Luftzüge ankäme, wie die meisten Empiriker behaupten, müssten alle diese neuen Kesselkonstruktionen verworfen und z. B. für Dampfschiffe die ältern langzügigen Labyrinthkessel wieder eingeführt werden.

9) Beachtet man die Voraussetzungen, welche der Bestimmung von $\mathfrak{p}$ zu Grunde gelegt wurden und die Bedingungen, welche erfüllt werden müssen, damit das Kamin einen lebhaften Zug hervorbringen kann, so findet man, dass es vortheilhaft ist: a) wenn die Luftzüge kurz sind, b) wenn die Querschnitte der Luftzüge gross, aber c) gleichwohl die Weite der Luftzüge klein ist. Die Weite der Luftzüge soll klein sein, weil nur dann, wenn diese Bedingung erfüllt ist, allen Atomen der Verbrennungsgase Gelegenheit geboten wird, ihre Wärme an die Kesselwand abzugeben. Die Luftzüge sollen kurz sein und einen grossen Querschnitt haben, weil dadurch der Reibungswiderstand der Verbrennungsgase an den Wänden der Kanäle vermindert wird. Die Röhrenkessel der Lokomotiven und Dampfschiffe entsprechen sehr wohl diesen Anforderungen. Die Röhren sind nur 2 bis 3^{m} lang. Die Summe der Querschnitte sämmtlicher Röhren ist gross, und der Röhrendurchmesser beträgt bei Schiffskesseln 6 bis 8, bei Lokomotivkesseln 3 bis 4^{cm}. Das was wir in unserer Rechnung normale Weite genannt haben, ist also bei diesen Röhrenkesseln der Halbmesser einer Röhre, beträgt demnach bei Schiffskesseln nur 3 bis 4, bei Lokomotivkesseln 1·5 bis 2^{cm}.

10) Wir haben Seite 352 gezeigt, dass ein Gegenstromapparat vortheilhafter ist, als ein Kesselapparat, dass jedoch dieser Vortheil nur dann erheblich ist, wenn die zu erwärmende Flüssigkeit auf eine sehr hohe Temperatur zu bringen ist. Die Temperatur des Wassers ist in den Dampfkesseln gewöhnlich nicht höher als 150°, der Vortheil eines Gegenstroms ist daher für Dampfkessel nie von grossem Belang, aber doch von einigem Werth. Es gilt daher die Regel, dass man auch bei Dampfkesseln eine Gegenströmung herbeiführen soll, was jederzeit wenigstens annähernd dadurch geschehen kann, indem man das Speisewasser an der Stelle in den Kessel eintreten lässt, wo die Verbrennungsgase die Heizfläche verlassen und nach dem Kamin entweichen.

Wenn wir nun die Ergebnisse dieses Studiums über das Güteverhältniss eines Dampfkessels in Kürze resumiren, so lautet das Resume wie folgt:

Es ist für die Dampferzeugung in einem Dampfkessel vortheilhaft:

1) Eine hohe Temperatur der in den Feuerherd einströmenden Luft (Vorwärmung dieser Luft durch die Kamingase).
2) Eine niedrige Temperatur des Wassers im Kessel. Niederdruckdampf, aber hohe Temperatur des Speisewassers.
3) Vollständige Verbrennung des Brennstoffes, jedoch mit dem zum Verbrennen nothwendigen Minimum von atmosphärischer Luft.
4) Geringe spezifische Wärme der atmosphärischen Luft.
5) Reine metallische Kesselwand. Keine Asche, Russ, Kesselstein.
6) Enge dünnwandige Heizröhren aus Kupfer- oder Messingblech.
7) Schüttelnde Bewegung dieser Heizröhren und lebhafte Zirkulation des Wassers.
8) Vermeidung von Dampfansammlungen an der Heizfläche.
9) Grosse Heizfläche des Kessels.
10) Kurze Heizröhren, grosse Gesammtquerschnitte derselben bei geringer Weite der Röhren.
11) Gegenströmung.

Heizfläche eines Dampfkessels. Dampfmenge, welche erzeugt wird. Die wichtigste Bedingung einer vortheilhaften Benutzung der Wärme der Verbrennungsgase ist, wie wir gesehen haben, eine im Verhältniss zur Brennstoffmenge, welche stündlich verbrannt werden soll, grosse Heizfläche. Allein man braucht in dieser Hinsicht gewisse Grenzen nicht zu überschreiten, indem das Güteverhältniss nicht proportional mit der Grösse der Heizfläche wächst, sondern nach einem Exponentialgesetz zunimmt. Stellt man das Güteverhältniss [Gleichung (5) Seite 359] graphisch dar, indem man die Heizflächen als Abscissen, die entsprechenden Werthe der Güteverhältnisse als Ordinaten aufträgt, so erhält man eine Kurve von der Gestalt, wie Tafel XV., Fig. 5 zeigt. Diese Kurve steigt von o an rasch an, geht aber von einem gewissen Punkt m_1 an in eine zur Abscissenaxe parallelen Assymptote über. Das will sagen, dass das Güteverhältniss nicht mehr erheblich wächst, wenn einmal die Heizfläche eine gewisse Grösse hat. Es ist daher für die Praxis nicht nothwendig, die Heizfläche übermässig gross zu machen, denn mit einem Güteverhältniss von 75% bis höchstens 80% kann man zu-

frieden sein und dieses Verhältniss kann mit einer mässigen Ausdehnung der Heizfläche erzielt werden.

Vermittelst der Ausdrücke für die Güteverhältnisse kann man leicht die Dampfmengen berechnen, welche im Kessel stündlich erzeugt werden.

Es ist $B \mathfrak{H}$ die Wärmemenge, welche stündlich durch die Verbrennung von B Kilogrammen Brennstoff entwickelt wird. $\mathfrak{p} B \mathfrak{H}$ die Wärmemenge, welche stündlich in den Kessel eindringt. Bedienen wir uns zur Berechnung der Dampfmenge $\mathfrak{S}$, welche stündlich gebildet wird, der minder, aber doch für praktische Zwecke hinreichend genauen *Watt*'schen Regel, so wird die Wärmemenge, welche zur Bildung von $\mathfrak{S}$ Kilogrammen Dampf aus Wasser von t_0 Grad Temperatur nothwendig ist, ausgedrückt durch $\mathfrak{S}\,(650 - t_0)$; man hat daher:

$$\mathfrak{p}\,\mathfrak{H}\,B = \mathfrak{S}\,(650 - t_0) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Hieraus folgt:

$$\frac{\mathfrak{S}}{B} = \frac{\mathfrak{p}\,\mathfrak{H}}{650 - t_0} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Setzen wir für $\mathfrak{p}$ den Werth [Gleichung (5), Seite 359], den wir für einen Kesselapparat gefunden haben, so erhalten wir:

$$\frac{\mathfrak{S}}{B} = \frac{\mathfrak{H}}{650 - t_0}\left[1 - \frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}}\,(t_1 - u_0)\right]\left(1 - e^{-\frac{k\,F_k}{Q\,S}}\right) \quad \ldots \quad (3)$$

Aus Gleichung (5), Seite 359, folgt auch:

$$\frac{F_k}{B} = \frac{Q\,S}{k\,B}\,\text{lognat}\,\frac{1 - (t_1 - u_0)\,\frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}}}{1 - \mathfrak{p} - (t_1 - u_0)\,\frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}}} \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

Endlich folgt aus (1) und (4):

$$\frac{F_k}{\mathfrak{S}} = \frac{Q}{B}\,\frac{S}{k}\,\frac{650 - t_0}{\mathfrak{H}}\,\frac{1}{\mathfrak{p}}\,\text{lognat}\,\frac{1 - (t_1 - u_0)\,\frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}}}{1 - \mathfrak{p} - (t_1 - u_0)\,\frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}}} \quad \ldots \quad (5)$$

Die Gleichung (3) bestimmt die Dampfmenge in Kilogrammen, welche mit einem Kilogramm Brennstoff erzeugt wird.

Die Gleichung (4) bestimmt die Grösse der Heizfläche für jedes Kilogramm Brennstoff, der in einer Stunde verbrannt wird, vorausgesetzt, dass dem Kessel ein gewisses Güteverhältniss zukommen soll.

Die Gleichung (5) bestimmt die Heizfläche, welche der Kessel wegen jedem Kilogramm Dampf erhalten soll, bei einem gewissen Güteverhältniss.

Setzen wir:

$$\frac{Q}{B} = 22, \quad \mathfrak{H} = 7000, \quad t_1 - u_0 = 100°, \quad t_0 = 50°, \quad S = 0{\cdot}237, \quad k = 23$$

so finden wir:

$$\mathfrak{p} = 0{\cdot}93 \left(1 - e^{-970 \frac{F_k}{B}}\right) \quad \ldots \ldots \quad (6)$$

$$\frac{\mathfrak{S}}{B} = 11{\cdot}7\, \mathfrak{p} \quad \ldots \ldots \quad (7)$$

$$\frac{F_k}{B} = 0{\cdot}227 \text{ lognat} \frac{0{\cdot}93}{0{\cdot}93 - \mathfrak{p}} \quad \ldots \ldots \quad (8)$$

$$\frac{F_k}{\mathfrak{S}} = \frac{0{\cdot}02}{\mathfrak{p}} \text{ lognat} \frac{0{\cdot}93}{0{\cdot}93 - \mathfrak{p}} \quad \ldots \ldots \quad (9)$$

Hieraus findet man:

für $\mathfrak{p}$ =	0·20	0·30	0·40	0·50	0·60	0·70	0·80
$\frac{\mathfrak{S}}{B}$ =	2·34	3·51	4·68	5·85	7·02	8·19	9·36
$\frac{F_k}{B}$ =	0·059	0·092	0·133	0·179	0·233	0·309	0·448
$\frac{F_k}{\mathfrak{S}}$ =	0·025	0·026	0·028	0·031	0·033	0·037	0·047

Gewöhnlich wird die Handwerksregel befolgt, dass der Kessel für jede Pferdekraft der Maschine bei Landmaschinen 1·5^{qm}, bei Schiffsmaschinen 1^{qm} Heizfläche erhalten soll. Allein diese Regel ist nicht gut, weil die Heizfläche des Kessels nach der Dampfmenge, die er erzeugen soll, bestimmt werden muss, die Dampfmenge, welche für eine Pferdekraft der Maschine nothwendig ist, aber von dem Güteverhältniss der Dampfmaschine abhängt.

Berechnung der Heizfläche eines Vorwärmers In dem Vorwärmer eines Dampfkessels sollen keine Dämpfe gebildet werden, sondern soll nur das Wasser bis zu einer gewissen Temperatur gebracht werden.

Es sei Tafel XV., Fig. 6 A B der Hauptkessel. B C der Vorwärmer. Das Ganze sei ein Gegenstromapparat. Das Wasser tritt bei C mit einer Temperatur t_0 ein und erreicht zuletzt eine Temperatur t_1. Nehmen wir an, es soll im Vorwärmer bis zu t_2 erwärmt werden, so ist dies die Temperatur, die es bei B besitzt, wo es in den Hauptkessel übertritt. Die Verbrennungsgase treten bei A mit einer Temperatur T_0 ein und bei C mit einer Temperatur T_1 aus;

bei B besitzen sie noch eine gewisse, vorläufig noch unbekannte Temperatur T_2. Nennen wir F_g die totale Heizfläche des ganzen Kessels und Vorwärmers, f_g die Heizfläche des Vorwärmers B C, W die Wärmemenge, welche stündlich in den ganzen Kessel eindringt, w die Wärmemenge, welche stündlich in den Vorwärmer eindringen soll, $\mathfrak{S}$ die Dampfmenge in Kilogrammen, welche stündlich gebildet werden soll, L die Luftmenge in Kilogrammen, welche stündlich nach dem Kamin zieht, s ihre spezifische Wärme.

Dies vorausgesetzt, haben wir nun für den ganzen Kessel zu setzen:

$$F_g = \frac{W}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{T_0 - T_1 - (t_1 - t_0)} \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

$$W = (650 - t_0) \mathfrak{S} = L s (T_0 - T_1) \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Offenbar erhalten wir die Heizfläche f_g des Vorwärmers, wenn wir in den Ausdruck (1) setzen:

w statt W, T_2 statt T_0, t_2 statt t_1

Es ist demnach:

$$f_g = \frac{w}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_2 - t_2}{T_1 - t_0}}{T_2 - T_1 - (t_2 - t_0)} \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

$$w = \mathfrak{S} (t_2 - t_0) = L s (T_2 - T_1) \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

Aus den Gleichungen (2) und (4) folgt durch Division:

$$\frac{650 - t_0}{t_2 - t_0} = \frac{T_0 - T_1}{T_2 - T_1}$$

Hieraus ergibt sich:

$$T_2 = T_1 + (T_0 - T_1) \frac{t_2 - t_0}{650 - t_0} \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

Setzt man in den Ausdrücken (1) und (3) für W und w ihre Werthe und in (3) für T_2 den Werth (5), so findet man:

$$F_g = \frac{\mathfrak{S} (650 - t_0)}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{T_0 - T_1 - (t_1 - t_0)} \quad \ldots \ldots \quad (6)$$

$$f_g = \frac{\mathfrak{S} (t_2 - t_0)}{k} \frac{\text{lognat} \left(\frac{T_1 - t_2}{T_1 - t_0} + \frac{T_0 - T_1}{T_1 - t_0} \frac{t_2 - t_0}{650 - t_0} \right)}{(T_0 - T_1) \frac{t_2 - t_0}{650 - t_0} - (t_2 - t_0)} \quad . \quad (7)$$

Hiermit ist nun die totale Heizfläche des Kessels und die Heizfläche des Vorwärmers bestimmt.

Nehmen wir: $T_0 = 1000°$, $T_1 = 150°$, $t_0' = 10°$, $t_2 = 100°$, $t_1 = 150°$, so findet man:

$$F_g = 1{\cdot}61 \frac{\mathfrak{S}}{k}, \quad f_g = 0{\cdot}141 \frac{\mathfrak{S}}{k} \quad \ldots \ldots \quad (8)$$

und

$$\frac{F_g}{f_g} = 11 \quad \ldots \ldots \quad (9)$$

Festigkeitsverhältnisse der Dampfkessel. Eine Kesselberstung kann eintreten, wenn das Widerstandsvermögen der ganzen Kesselwand oder eine lokale Stelle derselben zu schwach ist gegen die aktiven Kräfte, welche unter Umständen eintreten. Die aktiven Kräfte sind: 1) die normale Pressung des Dampfes gegen die Kesselwände, 2) Ueberhöhung der normalen Dampfspannungen durch allmählige Ansammlung des Dampfes, 3) plötzlich eintretende hohe Dampfspannungen durch rasche Dampfentwicklungen oder vielleicht auch durch explodirende Substanzen. Das Widerstandsvermögen richtet sich 1) nach der Festigkeit und Beschaffenheit des Materials aus welchem der Kessel besteht, 2) nach dem Zustand seiner Heizfläche, 3) nach der Form des ganzen Kessels oder einzelner Theile desselben, 4) nach der Wanddicke des ganzen Kessels oder einzelner Theile, 5) nach der Verbindung aller Theile des Kessels durch Vernietungen oder durch andere Befestigungsweisen.

Um zu erfahren, welche Bedingungen einer Kesselanordnung entsprechen, um der Gefahr einer Berstung möglichst zu entgehen, müssen wir diese bezeichneten Punkte näher betrachten.

Die normale Spannung des Dampfes beträgt in den Kesseln 2 bis 6 Atmosphären. Gegen diese normale Spannung kann man sich jederzeit und selbst bei ungünstiger Form durch eine hinreichende Dicke der Kesselwände vollkommen schützen. Eine Ueberhöhung der Dampfspannung durch allmählige Ansammlung des Dampfes kann eintreten, wenn durch längere Zeit der Dampfabfluss gehindert ist, während die Feuerung fortgeht. Durch Anwendung von Sicherheitsventilen und gehörige Instandhaltung derselben kann man aber jederzeit das Eintreten einer zu hohen Dampfspannung durch allmählige Ansammung des Dampfes verhindern.

Anders verhält es sich, wenn plötzlich grosse Dampfmassen entwickelt werden, weil dadurch ganz lokalisirte hohe Dampfspannungen und daselbst heftige Erschütterungen der Kesselwand eintreten können, ohne dass das Sicherheitsventil merklich stärker gepresst wird. Sehr bedenklich ist in dieser Hinsicht ein beträchtliches Sinken des Wasserstandes im Kessel, was zur Folge haben kann, dass ein Theil der Heizfläche einerseits von den Verbren-

nungsgasen, andererseits nur vom Dampf, nicht aber vom Wasser berührt wird. Diese Theile der Kesselwand können glühend werden, und wenn sie dann wiederum mit Wasser in Berührung treten, müssen plötzliche Entwickelungen von Dampfmassen eintreten und in Folge derselben lokale intensive Pressungen und Erschütterungen. Solchen Einwirkungen vermag eine glühende Kesselwand nicht zu widerstehen, sie wird reissen, der Kessel wird bersten.

Die Ursachen, welche ein beträchtliches Sinken des Wasserstandes veranlassen können, sind sehr mannigfaltig: 1) schlechter Zustand der Speisepumpe; 2) Verstopfung des Zuleitungsrohres; 3) längerer Stillstand der Maschine bei fortdauernder Feuerung; 4) bei Dampfschiffen eine länger andauernde Neigung des Schiffes nach einer Seite hin, was zur Folge hat, dass die Kesseltheile der andern Seite gehoben werden und aus dem Wasser treten.

Dass sich in einem Kessel explodirende Substanzen ansammeln können, scheint zwar nicht wahrscheinlich zu sein, denn im Speisewasser sind sie doch nicht anzutreffen. Allerdings möchte es sein, dass Wasserzersetzungen und mithin Knallgasentwicklungen eintreten könnten. Auch ist zu bedenken, dass nach unserer Wärmetheorie bei Dampfbildungen grosse Aetherquantitäten frei werden und mit dem Dampf entweichen. Ob hierdurch unter Umständen elektrische Ladungen herbeigeführt werden könnten, kann wohl auch nicht unbedingt verneint werden. Unsere physikalischen und chemischen Kenntnisse von der Natur der Dinge sind noch nicht von der Art, dass man mit absoluter Gewissheit alle Möglichkeiten, die in einem Kessel eintreten können, voraussehen kann. Die Vorsicht räth daher zu dem Bekenntniss, dass unser Wissen noch unvollständig ist.

Hinsichtlich der Widerstandsfähigkeit der Kessel ist Folgendes zu sagen.

Dass zu Kesseln gute dichte Bleche genommen werden sollen, bedarf kaum einer Erwähnung. Sehr nachtheilig ist die mit der Zeit fortschreitende Verrostung der Kessel an der Heizfläche, insbesondere an den Stellen, wo die Temperatur der Verbrennungsgase noch eine hohe ist. Erlaubt es die Form des Kessels, so ist es gut, wenn diese dem Rosten am meisten ausgesetzten Theile der Kesselwand aus dickeren Blechen hergestellt werden. Bei den Lokomotiven wird die Feuerbüchse sogar aus ganz dicken Kupferblechen hergestellt, weil dieses Material dem Verrosten weniger unterworfen ist, als das Eisen. Bedenklich ist ferner für die Widerstandsfähigkeit der Kessel das Ansetzen von Kesselstein. Die Speisewasser enthalten immer mehr oder weniger erdige Bestandtheile

(Kalkerde, Kieselerde, Thonerde). Diese fallen durch die Verdampfung zu Boden und bilden einen Niederschlag, der allmählig erhärtet. Bildet sich eine solche Kruste von Kesselstein an der Heizfläche, so kann diese durch die Verbrennungsgase glühend werden, wodurch ihre Festigkeit bedeutend geschwächt wird. In dieser Hinsicht sind die Schiffskessel und Lokomotivkessel sehr vortheilhaft, weil sich bei diesen der Kesselstein niemals an der Heizfläche, sondern nur am Boden der äusseren Umhüllung, die nicht Heizfläche ist, ansetzt und daher eher nützen als schaden kann, indem der Kesselstein als ein ziemlich schlechter Wärmeleiter gegen Wärmeverlust schützt. Man hat verschiedene Substanzen vorgeschlagen, um die Bildung von festem Kesselstein zu verhüten: fetter Thon, Seife, Syrop u. s. w. und überhaupt schleimige Substanzen, allein dadurch wird das Wasser des Kessels selbst etwas zähflüssig, was zur Folge hat, dass der Dampf viel Wasser mit sich fortreisst und in den Dampfcylinder bringt, wodurch abermals Nachtheile entstehen können. Das beste Mittel dürfte wohl bleiben, die Kessel oftmals zu reinigen, was allerdings in solchen Verhältnissen, wo eine continuirliche Thätigkeit der Kessel gefordert wird, störend ist.

Die Form der Kessel hat einen erheblichen Einfluss auf das Widerstandsvermögen. Die besten Formen sind der Kreiscylinder und die Kugelform, insbesondere, wenn der Dampfdruck von innen nach aussen wirkt, denn diese Formen werden durch einen von innen nach aussen wirkenden Druck nur ausgedehnt, nicht aber umgestaltet. Ungünstig ist es aber selbst bei einem Cylinder oder bei einer Kugel, wenn die Pressung von aussen nach innen statt findet. Bei einiger Ungleichheit in der Wanddicke oder Material-Beschaffenheit kann in diesem Falle eine beträchtliche oder sogar totale Formänderung oder Einrollung entstehen. Doch ist dies nur bei Cylindern von grossem Durchmesser, nicht aber bei engen Röhren von 5 bis 10^{cm} Durchmesser zu befürchten. Die Kugelform kann nur ausnahmsweise angewendet werden, weil ihre Herstellung zu viele Schwierigkeiten oder doch unverhältnissmässige Kosten verursacht. Ebene Wandungen sind jederzeit ungünstig, insbesondere bei höheren Dampfspannungen. Durch die Blechdicke allein kann man ebenen Wandungen nicht die erforderliche Festigkeit geben, sondern man wird gezwungen, Verstärkungen mit Winkeleisen oder Zusammenhängungen vermittelst Bolzen oder Stangen anzubringen.

Diese Grundsätze werden gegenwärtig in der Praxis sehr wohl beachtet. Für Fabrikkessel werden gegenwärtig nur noch einfach cylindrische Kessel mit halbkugelförmigen Endflächen oder Zu-

sammensetzungen von cylindrischen Röhren angewendet, und bei den Schiffskesseln und Lokomotiven werden die ebenen Wandflächen so viel als nur möglich vermieden. Ganz umgehen kann man sie leider nicht, und muss sich deshalb mancherlei schwierige Verstärkungen gefallen lassen.

Metalldicke der Kesselwände. Die Dicke der Kesselwände kann für cylindrische und kugelförmige Kessel die von innen nach aussen gepresst werden, mit ziemlicher Sicherheit bestimmt werden.

In der Lehre von der Festigkeit der Gefässe haben wir für die Wanddicke eines von innen nach aussen gepressten cylindrischen Gefässes folgende Formel hergeleitet:

$$\delta = \frac{D}{2} \frac{n - n_1}{\mathfrak{A} + 2 n_1 - n} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

in welcher bedeutet: δ die Metalldicke der Wand, D der innere Durchmesser des Cylinders, n die innere, n_1 die äussere Pressung in Atmosphären ausgedrückt, $\mathfrak{A}$ die auf einen Quadratcentimeter bezogene Spannung an der innern Fläche der Wand.

Diese Formel gibt für kleine Differenzen von $n - n_1$ so geringe Wanddicken, dass solche Kessel bei Zufälligkeiten und Einrostungen nicht bestehen könnten. Um also auch diesen Verhältnissen zu genügen, setzen wir:

$$\delta = \frac{D}{2} \left(\frac{n - n_1}{\mathfrak{A}_1 + 2 n_1 - n} + \mathfrak{B}_1 \right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

und bestimmen $\mathfrak{A}_1$ und $\mathfrak{B}_1$ durch folgende empirische Thatsachen. Wir dürfen annehmen, dass ein Kessel von 100^{cm} Durchmesser doch eine Metalldicke von $0{\cdot}5^{cm}$ erhalten soll, wenn der innere Druck dem äusseren gleich ist. Die Lokomotivkessel von 100^{cm} Durchmesser erhalten bei einer Dampfspannung von 6 Atmosphären eine Metalldicke von $1{\cdot}2^{cm}$. Vermittelst dieser Annahmen findet man aus (2) $\mathfrak{B}_1 = 0{\cdot}01$ und $\mathfrak{A}_1 = 361$ und weil für alle Kessel $n_1 = 1$ gesetzt werden muss (n_1 annähernd der Druck der Atmosphäre auf 1^{qcm}), so folgt aus (2)

$$\delta = D \, \frac{1{\cdot}315 + 0{\cdot}495 \, n}{363 - n} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Diese Formel gibt:

für $n =$	1	2	3	4	5	6	7	8 Atm.
$\frac{\delta}{D} =$	0·0050	0·0064	0·0077	0·0092	0·0106	0·0120	0·0139	0·0149

und es ist zu bemerken, dass diese Dimensionen im Allgemeinen

etwas stärker sind, als diejenigen, welche in Frankreich und Preussen vorgeschrieben werden.

In Frankreich ist die Regel vorgeschrieben:

$$\frac{\delta}{D} = 0{\cdot}0018\,(n - 1) + \frac{0{\cdot}3}{D} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

(n in Atmosphären δ, D in Centimetern), und diese gibt für $D = 100$ und für

$n =$	1	2	3	4	5	6
$\frac{\delta}{D} =$	0·0030	0·0048	0·0066	0·0084	0·0102	0·0120

Kugelförmige Kessel sind etwas fester als cylindrische, es genügt deshalb, die für cylindrische Formen aufgestellten Regeln auch für Kugelformen anzuwenden. Regeln aufzustellen für ebene Wandungen und die dabei nothwendigen Verstärkungen würde uns hier zu weit führen, wer sich hierüber unterrichten will; möge den Lokomotivbau Seite 245 bis 272 nachsehen, ferner *Scheffler's* Werkchen „die Elastizitätsverhältnisse der Röhren" berücksichtigen.

Was die Vernietungen betrifft, so sind bereits in der Theorie der Maschinenbestandtheile, Seite 148, Regeln aufgestellt worden. Nach diesen Regeln sind die Verhältnisse für einfache Vernietungen folgende:

Dicke des Bleches	δ
Durchmesser des Nietbolzens	$2\,\delta$
Entfernung der Nieten von Mittel auf Mittel .	$5\,\delta$
Entfernung der Nietmittel vom Blechrand . .	$3\,\delta$
Durchmesser des halbkugelförmigen Kopfes . .	$3\,\delta$
Durchmesser des konischen Kopfes	$4\,\delta$
Höhe eines jeden dieser Köpfe	$1{\cdot}5\,\delta$

Dass diese Regeln für die Blechdicke und für die Vernietung eine hinreichende Festigkeit gewähren, ergibt sich aus Folgendem.

Aus der Formel (1) folgt für die am innern Umfang des Kessels herrschende Spannung:

$$\mathfrak{A} = \frac{D}{2\,\delta}\,(n - n_1) + n - 2\,n_1 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

Die aus der Formel (3) berechnete Tabelle gibt für $n = 6$, $n_1 = 1$, $\frac{\delta}{D} = 0{\cdot}012$ und vermittelst dieser Werthe folgt aus (5): $\mathfrak{A} = 212^{\text{Klg.}}$

Die absolute Festigkeit von gutem Eisenblech ist aber wenigstens 4000, daher ist das Kesselblech auf $\frac{212}{4000}$ oder nahe auf $\frac{1}{20}$ in Anspruch genommen. Bei den für die Vernietung aufgestellten Regeln

ist aber die Festigkeit der Vernietung $\frac{1}{1\cdot32}$ von der Festigkeit des Bleches. Dieser Kessel ist demnach auf $\frac{1\cdot32}{20} = \frac{1}{15}$ der Kraft in Anspruch genommen, d. h. es würde die Vernietung reissen bei einer Kraft, die 15 mal so gross ist als diejenige, welche im Normalzustand des Kessels auf denselben einwirkt.

Sicherheitsapparate.

Automatisch wirkende Apparate oder Einrichtungen, welche eine absolute Sicherheit zu gewähren im Stande wären, kann es nicht geben. Eine gute Kesseleinrichtung vorausgesetzt, erreicht man den höchsten Grad von Sicherheit durch einen wohlinstruirten umsichtigen und gewissenhaften Heizer. Dieser muss aber in die Lage versetzt werden, erkennen zu können, ob sich der Kessel im geordneten Normalzustand befindet, und dazu dienen die sogenannten Sicherheitsapparate. Diese sind: 1) Wasserstandsanzeiger, 2) Manometer (Spannungsanzeiger), 3) Sicherheitsventile, welche sich öffnen und den Dampf entweichen lassen, wenn derselbe durch allmählige Ansammlung eine gewisse Spannkraft erreicht hat. Diese Apparate sollen nun beschrieben werden.

A. *Wasserstandsanzeiger.*

1) **Probehahnen.** Tafel XV., Fig. 7. a b c sind drei mit Hahnen verschliessbare Röhrchen. a mündet in den Dampfraum des Kessels, etwas über dem normalen Wasserstand im Kessel. b mündet in der Höhe dieses Normalwasserstandes. c etwas unter dem Normalwasserstand. Durch das Oeffnen der Hahnen kann man erkennen, ob der Normalwasserstand vorhanden ist. Ist dies der Fall, so strömt durch a Dampf, durch b Wasser und Dampf, durch c nur Wasser aus. Der Wasserstand ist zu niedrig, wenn durch a, b und c oder durch a und b Dampf ausströmt. Der Wasserstand ist zu hoch, wenn durch a, b und c oder durch b und c Wasser ausströmt. Verlässlich ist jedoch diese Probe nicht, weil das Wasser im Kessel nicht ruhig ist, sondern durch das Sieden und Aufwallen stets tumultuarisch bewegt ist.

2) **Das Niveau.** Tafel XV., Fig. 8. a ist eine mit messingener Fassung b b_1 versehene Glasröhre. c c_1 sind mit Hahnen d d_1 versehene Röhren. c mündet in den Dampfraum, c_1 in den Wasserraum

des Kessels. Werden die Hahnen geöffnet, so tritt in a ein Wasserstand ein, der mit jenem im Kessel übereinstimmt. Die Gebrechlichkeit der Glasröhre und das Erblinden des Glases durch Ansetzen von Unreinigkeiten des Wassers sind Misslichkeiten, die jedoch ein vorsichtiger und fleissiger Heizer zu umgehen weiss.

3) **Der Schwimmer.** Tafel XV., Fig. 9. a ist ein geschlossenes Blechgefäss, dass so tarirt ist, dass es im halbeingetauchten Zustand im Wasser schwimmt. b ein Draht, der bei c durch eine Art Stopfbüchse geht. An derselben ist ein feines Kettchen befestigt, das oben um ein Röllchen d gelegt ist und auf der andern Seite durch ein Gewicht e gespannt wird. Das mit einer Eintheilung versehene Röllchen d dreht sich möglichst frei um eine Axe, die durch eine Stütze getragen wird, und an der Stütze befindet sich ein unbeweglicher auf die Eintheilung weisender Zeiger. Wenn des Wasser im Kessel steigt oder fällt, folgt der Schwimmer nach, wird das Röllchen gedreht und weiset der Zeiger den Wasserstand. Der Heizer hat dafür zu sorgen, dass der Apparat leicht spielt.

4) **Der Magnet.** Tafel XV. Fig. 10. a ist ein Schwimmer, der halbeingetaucht im Wasser schwimmt. Er ist mit einem Stiel versehen, an dessen oberes Ende ein kleiner Magnet b befestigt ist. c d e *f* ist ein Messinggehäuse. Der Magnet tastet gegen die Fläche b des Gehäuses. Ausserhalb der Wände c e ist ein leichtes Eisenstäbchen, das von dem Magnet angezogen wird. Wenn der Wasserspiegel steigt und fällt, gleitet der Magnet b in der Fläche c e auf und ab und führt das ausserhalb befindliche Eisenstäbchen mit sich fort, wodurch der Wasserstand angedeutet wird. g h ist ein Glasverschluss. Der Gedanke, auf welchem dieser Apparat beruht, ist ganz nett, aber von praktischem Werth kann die Sache nicht sein, weil durch den tumultuarischen Zustand des Wassers im Kessel nicht nur vertikale, sondern auch horizontale Bewegungen des Schwimmers hervorgerufen werden, welche letztere veranlassen werden, dass der Magnet nicht immer an der Fläche c e anliegen wird, demnach das als Zeiger dienende Eisenstäbchen herabfallen wird.

B. *Manometer.*

1) **Quecksilbermanometer für schwache Dampfspannungen.** Tafel XV., Fig. 11. a b ist eine oben offene eiserne Röhre von 2·5^cm Weite, die mit dem Dampfraum des Kessels kommunizirt. Sie enthält Quecksilber, in welchem ein mit einer Skala versehenes Eisenstäbchen

schwimmt. Der Vertikalabstand der Quecksilbersäule misst den Unterschied zwischen der Dampfspannung und dem äussern atmosphärischen Druck, und diese Differenz wird durch die Stellung der Skala von c gegen den obern Rand des Schenkels b angegeben. Ist brauchbar, wenn die Dampfspannung im Kessel jene des atmosphärischen Druckes nur wenig übertrifft.

2) **Quecksilbermanometer für hohe Dampfspannungen.** Tafel XV., Fig. 12. a ist eine eiserne Röhre von circa 2·5^{cm} Weite mit einem kurzen und einem langen Schenkel. Sie enthält Quecksilber, in welchem ein Eisenstäbchen schwimmt. Es hängt an einem feinen Kettchen, das oben über ein leichtes Röllchen b gelegt und mit einem Metallblättchen versehen ist, das als Zeiger dient, der auf eine Skala d e weiset. So wie das Quecksilber im langen Schenkel steigt und fällt, folgt das schwimmende Stäbchen nach und wird durch den Zeiger des Plättchens c die Differenz zwischen der Kesselspannung und dem Druck der Atmosphäre angegeben. Muss sorgfältig beaufsichtiget werden, braucht viel Quecksilber, namentlich bei Spannungen von 5 bis 6 Atmosphären.

3) **Das Luftmanometer.** Tafel XV., Fig 13. Dieses Manometer ist wie ein Reisebarometer eingerichtet. Das Glasrohr a ist geschlossen und enthält bei b Luft. Das Quecksilbergefäss steht durch ein Röhrchen b in Kommunikation mit dem Dampfraum des Kessels. Neben der Glasröhre ist eine Skala aufgestellt. Der bei b eintretende Dampf treibt das Quecksilber aus dem Gefäss in die Glasröhre, wodurch die Luft comprimirt wird, bis ein Gleichgewichtszustand eintritt, in welchem der Luftdruck und der Druck der Quecksilbersäule gleich ist dem Dampfdruck. Die Intervalle der Skala fallen nicht gleich gross aus, sondern nehmen mehr und mehr ab, so wie die Spannung wächst. Schon dadurch ist dieses Instrument nicht gut, indem es schwache Spannungen verlässlicher angibt als starke. Ueberdies kann eine bestimmte Skala nur für eine ganz bestimmte Temperatur der eingeschlossenen Luft richtig sein, was abermals Ungenauigkeiten veranlassen muss, indem die Temperatur der Luft nicht konstant erhalten werden kann. Diese Manometer sind wenig mehr im Gebrauch.

4) **Das abgekürzte Quecksilbermanometer.** Tafel XV., Fig. 14 ist eine theoretische Darstellung dieses Instrumentes. Es besteht aus einem mehrfach gekrümmten Rohr aus Eisen. a kommunizirt mit dem Dampfkessel, b mit der freien Luft. Die Röhrenstücke sind

theils mit Quecksilber, theils mit Wasser so gefüllt, dass alle Quecksilberflächen auf gleichem Niveau stehen, wenn bei a und b gleich grosse Pressungen einwirken. Ist aber die Pressung bei a grösser als jene von b, so wird diese Differenz angegeben durch die Summe der Quecksilberniveau-Differenzen in sämmtlichen Krümmungen, und weil die Niveaudifferenzen in allen gleich gross sind, so findet man ihre Summe, wenn man die letzte Niveaudifferenz beobachtet und mit der Anzahl der Krümmungen multiplizirt. Um das Instrument möglichst compendiös zu machen, werden die Röhren so zusammengewunden, dass die Windungen nebeneinander liegen.

Federmanometer. Tafel XV., Fig. 15. Diese beruhen auf dem Gedanken, durch den Dampfdruck ein Gefäss deformiren zu lassen und nach der Grösse der Deformirung die Intensität des Dampfdruckes zu messen. Dass dieser Gedanke in sehr verschiedener Weise verwirklicht werden kann, ist selbstverständlich. Ein Beispiel wird zum Verständniss genügen. a ist eine an den Enden b und c geschlossene bogenförmige Röhre aus dünnem Kupferblech. Ihr Querschnitt ist nicht kreisrund, sondern länglich rund. Sie geht durch eine Messingfassung d und kommunizirt durch eine Wandlücke mit dem Röhrchen e, das mit einem Hahn f versehen ist und an den Kessel geschraubt wird. An den Enden der Röhre sind zwei Stängelchen eingehängt, die auf einen mit einem verzahnten Sektor versehenen Hebel g wirken. Der Sektor treibt ein kleines Getriebe h, an dessen Axe ein Zeiger angebracht ist, der auf ein Zifferblatt weiset, das sich an der Rückseite des Gehäuses befindet. Lässt man bei e Dampf eintreten, so wird das Röhrchen a deformirt, seine Enden gehen auseinander, wirken vermittelst der Zugstängelchen auf den Sektorhebel und dieser wirkt vermittelst des Getriebes h auf den Zeiger. Um die Zifferblatteintheilung zu machen, lässt man die Dämpfe von verschiedener Spannkraft auf das Federmanometer und auf ein Quecksilbermanometer einwirken, bemerkt die jedesmalige Stellung des Zeigers, bemerkt die durch das Quecksilbermanometer bestimmte Spannkraft und sucht zuletzt die Zwischenpunkte der Eintheilung durch Interpolation. Diese Federmanometer werden wahrscheinlich mit der Zeit alle andern Arten von Manometer verdrängen. Sie gewähren zwar nicht die Genauigkeit der Quecksilbermanometer, allein als Spannungsanzeiger sind sie doch hinreichend genau und können nicht nur bei stehenden Maschinen, sondern auch bei Dampfschiffen und Lokomotiven gebraucht werden. Von Zeit zu Zeit soll das Instrument geprüft werden, weil sich möglicher Weise die Elastizität der Röhre ändern kann, in welchem

Falle die Skala unrichtig wird. Die Ingenieure *Schinz* im Zürich, *Schäffer* in Magdeburg, *Bourdon* in Paris fertigen derlei Manometer.

C. *Das Sicherheitsventil.*

Tafel XV., Fig. 16 zeigt die gebräuchlichste Einrichtung eines Sicherheitsventiles für Landmaschinen. a ist eine mit dem Dampfraum des Kessels kommunizirende Röhre. An die Mündung derselben ist der Ventilsitz b aus Messing geschraubt. Bei Lokomotiven ist der Ventilsitz konisch, bei Landmaschinen in der Regel eben ringförmig. Das Ventil c wird durch Rippen geführt, welche an der cylindrischen Aushöhlung des Sitzkörpers b anliegen. d ist ein Hebel, der bei *f* seinen Drehungspunkt hat, bei g durch eine Schleife geführt wird und durch ein Gewicht h belastet ist. Er drückt vermittelst eines Tasters gegen das Ventil c.

Es ist schon früher gesagt worden, dass man sich durch ein solches Ventil nur sichern kann, wenn die Spannung des Dampfes bei allmähliger Ansammlung desselben im Kessel nicht über eine gewisse Grenze gehen kann. Gegen die Wirkung von plötzlichen Entwicklungen grösserer Dampfmassen kann diese Einrichtung nicht Schutz gewähren. Damit das Ventil das leistet, was man von demselben verlangen kann, muss es gewisse Dimensionen und eine gewisse Belastung erhalten.

Nennen wir:

F die Heizfläche des Kessels in Quadratmetern,

N die Pferdekraft des Kessels,

S die Dampfmenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde in dem Kessel produzirt wird (bei normaler Heizung),

Ω den Querschnitt der Ventilöffnung,

P die Belastung des Ventils, d. h. die Pressung des Ventils gegen den Ventilsitz weniger den Druck der äussern Atmosphäre gegen den Ventilkörper,

p den Druck des Dampfes (pro 1^{qm}), bei welchem die Hebung des Ventils beginnen soll,

p_1 die grösste Pressung, die in dem Kessel eintreten darf,

$\alpha + \beta p$, $\alpha + \beta p_1$ die Gewichte von 1^{Kbm} Dampf, deren Spannungen p und p_1 sind,

$\mathfrak{A}$ den Druck der Atmosphäre auf 1^{qm}.

Vernachlässigt man die Breite des Ventilsitzes, so ist im Moment, wenn die Erhebung beginnt:

$$P + \mathfrak{A}\,\Omega = q\,\Omega \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Wenn im Kessel durch allmählige Dampfansammlung die Span-

nung nie höher als p_1 werden soll, so muss bei dieser Spannung durch das Ventil aller Dampf entweichen, der im Kessel gebildet wird, denn dann wird die Spannung des Dampfes im Kessel selbst dann nicht höher als p_1 werden können, wenn die Maschine abgestellt ist, während die Feuerung in normaler Weise fortgeht. In dem Zustand, wenn im Kessel eine Spannung p_1 eingetreten ist und am Rande des Ventils in jeder Sekunde eine Dampfmenge S ausströmt, schwebt das Ventil in einer gewissen Höhe s über dem Ventilsitz, und muss unmittelbar unter dem Ventil eine Spannung p vorhanden sein, denn es findet ein Gleichgewichtszustand statt und die Kräfte, welche das Ventil abwärts treiben, sind, wenn das Ventil schwebt, eben so gross, als wenn das Ventil den Sitz berührt. Die Spannungsdifferenz $p_1 - p$ muss also so gross sein, dass durch dieselbe in jeder Sekunde die Dampfmenge S durch die Oeffnung Ω getrieben wird, dagegen muss die Spannungsdifferenz $p - \mathfrak{A}$ so gross sein, dass durch dieselbe die Dampfmenge S durch die Oeffnung $C\,s$ getrieben wird, wobei C den Umfang des Ventils bezeichnet. Man hat daher:

$$S = (\alpha + \beta\, p)\, \Omega \sqrt{\frac{2g}{\beta} \operatorname{lognat} \frac{\alpha + \beta\, p_1}{\alpha + \beta\, p}} \quad . \; . \; . \quad (2)$$

$$S = (\alpha + \beta\, \mathfrak{A})\, C\, s \sqrt{\frac{2g}{\beta} \operatorname{lognat} \frac{\alpha + \beta\, p}{\alpha + \beta\, \mathfrak{A}}} \quad . \; . \; . \quad (3)$$

Nun ist klar, dass die Ventile so angeordnet werden sollen, dass $\frac{p_1}{p}$ oder $\frac{\alpha + \beta\, p_1}{\alpha + \beta\, p}$ ein bestimmtes constantes Verhältniss ist, d. h. wenn die höchste Spannung um ein gewisses Verhältniss grösser ist als diejenige Spannung, bei welcher das Oeffnen des Ventils beginnt. Wir dürfen daher die Wurzelgrösse

$$\sqrt{\frac{2g}{\beta} \operatorname{lognat} \frac{\alpha + \beta\, p_1}{\alpha + \beta\, p}} = \lambda \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

als eine constante Grösse nehmen, und dann erhalten wir aus (2):

$$\Omega = \frac{1}{\lambda} \frac{S}{\alpha + \beta\, p} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

Diesen Coeffizienten λ bestimmt man am sichersten nach Thatsachen. Nach der von *Watt* aufgestellten Regel ist für eine Niederdruckmaschine von 100 Pferdekräften $S = 1$, $\alpha + \beta\, p = 1$, $\Omega = 0{\cdot}040$. Diese Daten geben $\frac{1}{\lambda} = \frac{\Omega(\alpha + \beta\, p)}{S} = \frac{0{\cdot}04 \times 1}{1} = 0{\cdot}04$ und $\lambda = 25$. Vermittelst dieses Werthes findet man aus (4), wenn $\beta = 0{\cdot}0000473$,

$g = 9{\cdot}808$ gesetzt wird, $\frac{\alpha + \beta p_1}{\alpha + \beta p} = 1{\cdot}0769$, d. h. die Watt'sche Regel gibt Ventile, bei welchen die Maximalspannung kaum um $\frac{1}{10}$ grösser ist als die Spannung, bei welcher die Oeffnung des Ventils beginnt.

In Frankreich ist vorgeschrieben folgende Formel:

$$d = 2{\cdot}6 \sqrt{\frac{F}{n - 0{\cdot}412}}$$

F Heizfläche in Quadratmetern, d Durchmesser in Centimetern, n Dampfspannung in Atmosphären. Diese Formel gilt für $F = 100$, $n = 5$, $d = 12{\cdot}19^{qcm}$, demnach $\Omega = \frac{116}{10000}$ Quadratmeter. Diese Daten geben uns, wenn wir $S = \frac{F}{150}$ setzen:

$$\lambda = \frac{S}{(\alpha + \beta p)\,\Omega} = \frac{\frac{100}{150} \times 10000}{2{\cdot}586 \times 116} = 22{\cdot}2$$

also nahe den gleichen Werth, den die *Watt*'sche Regel gegeben hat. Ich setze demnach:

$$\Omega = 0{\cdot}04 \; \frac{S}{\alpha + \alpha p} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (6)$$

Nun ist aber $S = \frac{F}{150} = \frac{N}{100}$, daher wird auch:

$$\Omega = \frac{0{\cdot}04}{150} \; \frac{F}{\alpha + \beta p} = \frac{0{\cdot}04}{100} \; \frac{N}{\alpha + \beta p} \quad . \; . \; . \; . \quad (7)$$

und vermöge (1):

$$\left. \begin{aligned} P = \Omega (p - \mathfrak{A}) = 0{\cdot}04 \; S \; \frac{p - \mathfrak{A}}{\alpha + \beta p} &= \frac{0{\cdot}04}{150} F \frac{p - \mathfrak{A}}{\alpha + \beta p} \\ &= \frac{0{\cdot}04}{100} N \frac{p - \mathfrak{A}}{\alpha + \beta p} \end{aligned} \right| \quad . \; . \quad (8)$$

Vermittelst dieser Formeln ist nachstehende Tabelle berechnet:

Spannung des Dampfes im Kessel in Atmosph.	$\frac{\Omega}{S}$	$\frac{\Omega}{F}$	$\frac{\Omega}{N}$	$\frac{P}{S}$	$\frac{P}{F}$	$\frac{P}{N}$
2	0·03580	0·000238	0·000358	370	2·46	3·70
3	0·02468	0·000164	0·000247	510	3·40	5·10
4	0·01896	0·000127	0·000189	587	3·91	5·87
5	0·01544	0·000103	0·000154	638	4·25	6·38
6	0·01312	0·000087	0·000131	677	4·51	6·77

Die Gleichung (3) kann man benutzen, um die Erhebung s des Ventils zu berechnen.

Beurtheilung verschiedener Kessel hinsichtlich ihres Dampferzeugungsvermögens und ihrer Festigkeit.

Watt'scher Sargkessel mit ebener Endfläche. Tafel XVI., Fig. 1. Die Gase ziehen zuerst durch 1 bis an das hintere Ende des Kessels, dann durch 2 bis an das vordere Ende, endlich durch 3 zurück nach dem Kamin. Für die Dampferzeugung an und für sich lässt dieser Kessel nichts zu wünschen übrig, auch ist er sehr bequem zu reinigen, allein seine Festigkeit ist sehr gering und wird deshalb nicht mehr angewendet.

Sargkessel mit innerer Heizung. Tafel XVI., Fig. 2. Die Luft zieht durch 1, 2, 3 nach dem Kamin. Bei gleichem Volumen ist die Heizfläche grösser, als bei dem einfachen Sargkessel. Das Rohr mit äusserem Druck ist gefährlich, der Kessel ist schwer zu reinigen. Der Dampf, der sich zwischen dem Boden des Rohres 2 und dem Boden des Kessels bildet, kann nicht leicht nach dem Dampfraum gelangen. Auch dieser Kessel wird nicht mehr angewendet.

Cylindrischer Kessel mit Feuerrohr. Tafel XVI., Fig. 3. Der Rost befindet sich im innern Rohr 1. Die Luft geht durch 1, 2, 3 nach dem Kamin. Das Rohr ist gefährlich. Der Kessel ist schwer zu reinigen. Der Dampf, welcher sich am Boden des Kessels bildet, kann schwer nach dem Dampfraum aufsteigen. Diese Kessel sind für schwächere Spannungen auch jetzt noch zuweilen im Gebrauch.

Cylindrischer Kessel mit Feuerrohr und Siederöhren. Tafel XVI., Fig. 4. Dieser Kessel unterscheidet sich von dem vorhergehenden durch eine Siederöhre, welche im Feuerrohr angebracht ist. Zu dem Nachtheil des vorhergehenden Kessels kommt noch der dazu, dass der im Siederohr sich bildende Dampf schwer entweichen kann.

Cylindrischer Kessel mit Feuerrohr und Vordach. Tafel XVI., Fig. 5. Dieser Kessel unterscheidet sich von Fig. 3 dadurch, dass der vordere über dem Rost befindliche Theil des Kessels halbmondförmig ist. Ist schwer zu reinigen und gewährt eine geringe Festigkeit. Wird nicht mehr gebraucht.

Einfach cylindrischer Kessel mit halbkugelförmiger Endfläche. Tafel XVI., Fig. 6. Die Luft zieht durch 1 längs des Kessels hin in das Kamin. Der Kessel ist so fest, als überhaupt ein Kessel sein kann. Der Dampf kann überall leicht aufsteigen. Die Reinigung geht sehr leicht von Statten. Nachtheilig ist nur allein das grosse Volumen dieses Kessels.

Kessel mit Siederöhren. Tafel XVI., Fig. 7. Die Luft zieht durch 1, 2, 3 nach dem Kamin. Die Siederöhren sind der heftigsten Hitze ausgesetzt und verbrennen leicht, weil der Dampf aus denselben schwer entweicht und weil sich oben auf den Röhren Asche anlegt. Nach den von *Cavé* angestellten Versuchen ist die Dampfmenge, welche die Siederöhren entwickeln, ganz unbedeutend, obgleich sie der heftigsten Hitze ausgesetzt sind. Diese Kessel waren lange Zeit hindurch sehr verbreitet, werden aber nun verlassen.

Kessel mit Vorwärmer. Tafel XVI., Fig. 8. Die Verbrennungsgase ziehen durch 1, 2, 3 nach dem Kamin. Das Speisewasser tritt in den Vorwärmer an der Stelle ein, wo die Verbrennungsgase den Kessel verlassen, es ist demnach ein Gegenstromapparat, demnach für die Benutzung des Brennstoffs vortheilhaft. Die Festigkeit ist gross, die Reinigung geht leicht von statten. Es ist also eine sehr gute Anordnung und wird deshalb sehr häufig angewendet.

Röhrenkessel. Tafel XVI., Fig. 9. Dieser Kessel hat ein halbmondförmiges Vordach. Im cylindrischen Theil des Kessels sind enge Heizröhren angebracht. Die Verbrennungsgase ziehen zuerst durch diese Heizröhren und dann durch 2 und 3 nach dem Kamin. Der Kessel gewährt den Vortheil, dass er bei gleicher Heizfläche

ein viel kleineres Volumen einnimmt, als die im Vorhergehenden beschriebenen Kessel. In jeder andern Hinsicht ist aber der einfach cylindrische und der cylindrische Kessel mit Vorwärmer vorzuziehen.

Die Schiffskessel und Lokomotivkessel werden wir in dem Abschnitte „Dampfschiffe und Lokomotive" beschreiben.

Vollständige Kessel. Einmauerung. Garnitur.

Einfach cylindrische Kessel. Tafel XVI., Fig. 10, 11, 12, 13 sind Durchschnitte und Ansichten eines Systems von drei einfach cylindrischen Kesseln mit gewöhnlicher Rostfeuerung. Fig. 12 zeigt die Armirung des Kessels mit Gussplatten und Schlaudern, welche das Mauerwerk zusammenhalten. a a a die Putzthüren, b b b die Feuerthürplatten, c c c... Verstärkungsbarren, durch welche die Schlaudern gezogen sind. Die innere Mauerung muss aus feuerfesten Backsteinen sein, die äussere Ummauerung wird aus gewöhnlichen Backsteinen gemacht. Es ist gut, wenn diese Mauerungen durch eine Luftschicht getrennt werden, theils wegen des Wärmeverlustes, theils, damit sich die innere der heftigen Hitze ausgesetzte Mauerung frei ausdehnen kann, ohne die äussere Mauerung zu gefährden.

In Fig. 13 sieht man, dass jeder Kessel durch einen Schieber abgeschlossen werden kann, während die andern beiden in Thätigkeit bleiben.

Kessel mit zwei Vorwärmern und gewöhnlichem Rost. Tafel XVII., Fig. 1, 2, 3 zeigt die Armirung mit Mauerplatten und Schlaudern, die nie durch die Zugräume gehen dürfen, damit sie nicht glühend werden. Um den Hauptkessel in dem oberen Zugkanal schwebend zu erhalten, sind an denselben zu beiden Seiten Tatzen angenietet, die eingemauert werden. Die Probehahnen, das Niveau, und Federmanometer sind an der Stirnfläche des Kessels angebracht, der Schwimmer und das Sicherheitsventil dagegen am Kesselaufsatz. Fig. 8, 9 zeigt diesen Kesselaufsatz mit dem Sicherheitsapparat. Dieser Aufsatz muss so weit sein, dass ein Mann durch denselben einsteigen kann, um die innere Reinigung des Kessels zu besorgen. Der Deckel ist oval geformt, um ihn durch die Oeffnung hineinbringen zu können. Er berührt die inneren Flantschen des Aufsatzes und wird durch zwei Bügel und Schrauben gehalten.

Kessel mit zwei Siederöhren. Tafel XVII., Fig. 4, 5, 6, 7. Auf den ersten Blick scheinen diese Kessel gerade so eingerichtet zu

sein, wie die Vorwärmerkessel; bei genauerer Einsicht erkennt man wesentliche Unterschiede. Die Siederöhren a a, Fig. 5 und 6, sind direckt dem Feuer ausgesetzt, die Verbrennungsgase ziehen an denselben hin und gelangen durch eine Oeffnung b, Fig. 7, in den obern Raum c c_1, der einen grossen Kessel e enthält. Zwischen a und c c_1 ist ein Gewölbe gespannt und auf demselben ist eine Mauerzunge d angebracht, wodurch ein Kanal c c_2 c_1 gebildet wird, durch welchen die Verbrennungsgase um den Kessel e herum nach dem Kamin ziehen. In der Nähe des vorderen Endes kommuniziren die Siederöhren a a_1 durch zwei vertikale Röhren f f_1 mit dem Hauptkessel e. Diese Art Kessel wurden einstens, insbesondere in Frankreich, sehr allgemein angewendet, sie sind jedoch fehlerhaft angelegt. Der Dampf, welcher sich in den Siederöhren bildet, gelangt nur mit vielen Schwierigkeiten in den Hauptkessel, an den Boden der Siederöhren setzt sich viel Pfannenstein und die obern Wölbungen derselben werden mit einer Aschenkruste belegt, so dass die Wärme sehr schwer durch die Wände der Siederöhren eindringen kann und ein Verbrennen derselben leicht eintritt. Vielfach von *Cavé* in Paris angestellte Versuche haben gelehrt, dass diese Siederöhren beinahe gar keinen Dampf entwickeln, dagegen sehr schnell verbrennen.

Kessel mit zwei Vorwärmern und mit Langen'schem Etagenrost. Tafel XVII., Fig. 10, 11, 12. Dieser Kessel unterscheidet sich von dem früher beschriebenen Vorwärmerkessel nur durch die Rosteinrichtung.

Der Gall'sche Kessel mit innerem Feuerrohr. Tafel XVII., Fig. 13, 14, 15. Die Rosteinrichtung von *Gall* haben wir bereits früher Seite 319 erklärt. Der Kessel ist mit einem inneren Feuerrohr versehen, durch welches die Verbrennungsgase zuerst ziehen, dann aber um den äusseren grossen Kessel herum nach dem Kamin gelangen.

Kessel mit gemauerter Feuer- und Rauchkammer. Tafel XVIII., Fig. 1, 2, 3. Dieser Kessel ist eine glückliche Nachbildung des Lokomotivkessels. Die Feuerkammer a und die Rauchkammer sind aus feuerfesten Backsteinen gemauert. Der Kessel ist einfach cylindrisch und enthält, wie der Lokomotivkessel, eine grosse Anzahl von Röhren von 4 bis 6^{cm} Durchmesser. Die Rauchkammer ist mit einer eisernen Thüre d versehen. Oeffnet man dieselbe so gelangt man leicht in die Rauchkammer zur Reinigung wie zur Auswechslung der Röhren, wenn dieselben schadhaft geworden sind. Diese Anordnung ist bereits mehrfach von der Maschinenfabrik in Esslingen

ausgeführt worden und verspricht sehr gute Resultate. Zunächst ist zu erwarten, dass der Verbrennungsakt sehr vollständig von statten geht, indem die glühenden Wände der Feuerbüchse eine Abkühlung der Verbrennungsgase nicht aufkommen lassen. Auch kann man selbstverständlich den *Langen*'schen Etagenrost anwenden, um eine bestmögliche Rauchverzehrung herbeizuführen. Der Kessel selbst ist für die Dampferzeugung sehr günstig eingerichtet; er gewährt sehr grosse Festigkeit, kann daher für sehr hoch gespannten Dampf gebraucht werden. Das Volumen desselben fällt bei einer gewissen Heizfläche sehr klein aus. Der Dampf kann sehr leicht von seinem Entstehungsort nach dem Dampfraum gelangen. Die Röhren können von Messing und dünnwandig gemacht werden, lassen sich auch sehr leicht von der Rauchkammer aus reinigen und auswechseln. Es dürfte schwer halten, an dieser Kesselanordnung irgend etwas Nachtheiliges ausfindig zu machen, und es steht zu erwarten, dass er eine sehr allgemeine Verbreitung finden wird.

SIEBENTER ABSCHNITT.

Heizung und Ventilation der Gebäude.

Theoretische Vorbereitungen.

Einleitendes. Einen Raum heizen heisst: veranlassen, dass die Temperatur der in dem Raum enthaltenen Luft eine gewisse Höhe erreicht und dauernd auf derselben erhalten wird. Einen Raum ventiliren heisst: aus diesem Raum in einer gewissen Zeit eine gewisse Quantität Luft entfernen und durch andere Luft ersetzen. Einen Raum gleichzeitig heizen und ventiliren heisst folglich: bewirken, dass in dem Raum dauernd eine gewisse Temperatur eintritt und dass gleichzeitig eine gewisse Lufterneuerung statt findet. Die Anforderung, dass ein Raum nur geheizt werden soll, kommt in der Praxis beinahe niemals vor, weil die warm zu erhaltenden Räume niemals hermetisch geschlossen, sondern jederzeit mit Thüren und Fenstern versehen sind, durch deren Fugen und Ritzen Luft eindringt und entweicht. Auch verursachen die Körper, welche die Räume enthalten und wegen welchen geheizt wird, eine Veränderung in der Beschaffenheit der Luft, wodurch dieselbe für das dauernde Verbleiben der Körper in dem Raum schädlich oder nachtheilig wirkt, daher entfernt und durch andere ersetzt werden muss. Die sich selbst machende Lufterneuerung durch Fenster, Thüren und Ofenheizung wollen wir natürliche Ventilation nennen; künstliche dagegen eine solche Einrichtung oder Veranstaltung, durch welche eine vorgeschriebene Lufterneuerung erzwungen wird. Die natürliche Ventilation genügt für Räume, in welchen sich nur wenige Menschen aufhalten oder in welchen überhaupt keine Vorgänge statt finden, durch welche beträchtliche Luftmengen in ihrer Beschaffenheit verändert werden; diese Ventilation genügt daher

für Wohngebäude, Pflanzenhäuser und für manche Fabriken. Die künstliche Ventilation wird nothwendig, wenn grosse Luftmengen erneut werden müssen, ist also in Anwendung zu bringen in Krankenhäusern, Strafanstalten, Kasernen, in Theatern, Versammlungssälen, insbesondere auch in Bergwerken und in Fabriken, welche viel Luft verderben. Ventilation ohne Heizung wird im Sommer für alle Lokalitäten nothwendig, in welchen sich viele Menschen aufhalten und in jeder Jahreszeit in den Bergwerken. Die künstliche Ventilation geschieht entweder durch Luftströmungen, die durch Wärme veranlasst werden oder durch mechanische Gewalt vermittelst Luftsaug- oder Luftdruckpumpen oder durch Windflügel oder Ventilatoren.

Durch Luftströmung erfolgt die Ventilation, indem man den Raum, aus welchem die Luft entfernt werden soll, mit einer Feuerung in Verbindung bringt, die mit einem hinreichend hohen Kamin versehen ist. Die Luft zieht dann nach dem Feuerherd, wird erwärmt, steigt in dem Kamin in die Höhe und es entsteht so ein Aussaugen der Luft aus dem zu ventilirenden Raum.

Wenn mechanische Gewalt angewendet wird, kann man die Luft entweder aussaugen lassen oder im erwärmten Zustand in den Raum eintreiben. Die Ventilation durch Luftströmungen, die durch Heizungen veranlasst werden, ist nach den in neuester Zeit in Paris angestellten vielfachen Versuchen in grossen Spitälern jener mit Ventilatoren vorzuziehen; es hat sich gezeigt, dass diese Ventilatoren bei weitem nicht so stark wirken, wie man sich vorgestellt hat, und dass wahrscheinlich sehr beträchtliche, ungemein mächtige und viel Kraft erschöpfende Maschinen nothwendig wären, um Wirkungen hervorzubringen, wie sie durch blosse Lufterwärmungen erzielt werden können.

Die Hauptpunkte, welche bei jeder Heizung in's Auge gefasst werden müssen, sind 1) die erste Wärmeentwicklung aus dem Brennstoff durch Verbrennung desselben, 2) die Uebertragung der Wärme nach dem zu erwärmenden Raum, d. h. die Art und Weise wie die in den Verbrennungsgasen enthaltene Wärme nach dem zu erwärmenden Raum gebracht werden soll, 3) die Vertheilung der Wärme in diesem Raum, 4) die Zuleitung von reiner und Ableitung von verdorbener Luft.

Die verschiedenen Heizungen können in vier Klassen eingetheilt werden: 1) die Ofenheizung, 2) die Dampfheizung, 3) die Wassercirkulationsheizung oder Wasserheizung, 4) die Luftcirkulationsheizung oder Luftheizung. Nur die Ofenheizung hat die Eigenschaft, dass der Raum unmittelbar durch die Wärme der Verbren-

nungsgase erwärmt wird, indem der Verbrennungsapparat, der Ofen, in dem zu erwärmenden Raum aufgestellt wird und die Wärme der Verbrennungsgase direkt durch die Oberfläche des Ofens an die in dem Raum enthaltene Luft abgegeben wird. Bei den übrigen Heizungen wird der Verbrennungsapparat ausserhalb des zu erwärmenden Raumes aufgestellt und wird die Wärme der Verbrennungsgase zuerst an eine vermittelnde Flüssigkeit (Luft, Wasser, Dampf) abgegeben, welche die Wärme nach dem zu erwärmenden Raum überträgt und dort an die Luft abgibt. Die drei zuerst genannten Heizungen, nämlich die Ofen-, Dampf- und Wasserheizung, versehen den zu erwärmenden Raum nur mit Wärme und bringen direkt keine Lufterneuerung hervor. Bei Anwendung dieser Heizungen muss daher eine besondere künstliche Ventilation eingerichtet werden, wenn die natürliche nicht genügt. Die Luftheizung bringt in den zu erwärmenden Raum erwärmte Luft und veranlasst ein Entweichen der verdorbenen.

Bevor wir in die Behandlung der speziellen Einrichtungen eintreten, haben wir mehrere, die Heizung und Ventilation betreffende Elementaraufgaben zu lösen, was nunmehr geschehen soll.

Bestimmung der Luftmengen, welche verdorben werden. Der Ursachen, durch welche die Luft verdorben wird, gibt es mannigfaltige. Die wesentlichsten sind:

1) Die Respiration und Transpiration der Menschen und Thiere.
2) Die Beleuchtung mit Kerzen, Oellampen und Gaslampen.
3) Operationen, welche Rauch entwickeln.
4) Operationen, welche Staub verursachen und aufregen.
5) Mechanische Vorgänge oder chemische Prozesse, durch welche Dampf oder Gase entwickelt werden.

Die Luftquantitäten, welche durch die beiden ersteren dieser Ursachen verdorben werden, können durch Erfahrungen ermittelt werden.

Der Erfahrung zufolge bedarf ein Mensch stündlich zur Re spiration und Transpiration 6^{Kbm} oder $6 \times 1{\cdot}3 = 7{\cdot}8$, also nahe 8^{Klg} atmosphärische Luft. Die Wärmemenge, welche ein Mensch stündlich entwickelt, beträgt ungefähr 73 Wärweeinheiten. Von dieser Wärme werden aber 25 Einheiten zur Bildung von $0{\cdot}038^{Klg}$ Wasserdampf verwendet, es bleiben also $73 - 25 = 48$ Einheiten übrig, welche erwärmend wirken.

Der Luftverbrauch und die Wärmeentwicklung einer Gasbeleuchtung kann mit genügender Genauigkeit angeschlagen werden, wie folgt. Das spezifische Gewicht des Leuchtgases kann durch-

schnittlich zu 0·5 der atmosphärischen Luft angenommen werden. Das Gewicht eines Kubikmeters Gas darf daher mit $0·5 \times 1·3 = 0·65^{Klg}$ in Rechnung gebracht werden. Zum vollständigen Verbrennen von einem Kilogramm Leuchtgas sind 17^{Klg} atmosphärische Luft erforderlich; ein Kubikmeter Gas verbraucht daher $0·65 \times 17 = 11^{Klg}$ atmosphärische Luft oder nahe 8^{Kbm} Luft. Gewöhnlich konsumirt ein Gasbrenner stündlich $0·1^{Kbm}$ oder 4 Kubikfuss Gas. Ein solcher Brenner braucht daher stündlich $11 \times 0·1 = 1·1^{Klg}$ oder $8 \times 0·1 = 0·8^{Kbm}$ Luft.

Die Heizkraft von einem Kilogramm Gas ist 12400 Wärmeeinheiten. Die Heizkraft von einem Kubikmeter Gas $0·65 \times 12400 = 8060$ Wärmeeinheiten. Die Wärmemenge, welche ein Brenner stündlich entwickelt, welcher stündlich $0·1^{Kbm}$ Gas verbraucht, ist $0·1 \times 8060 = 806$ Wärmeeinheiten. Diese Daten kurz zusammengestellt, erhält man folgende Tabelle.

1) Stündlicher Luftverbrauch eines Menschen	6^{Kbm} / 8^{Klg}
2) Stündliche Wärmeentwicklung eines Menschen	48 Wärmeeinheiten
3) Luftverbrauch durch Verbrennung von 1^{Klg} Gas	13^{Kbm} / 17^{Klg}
4) Luftverbrauch durch Verbrennung von 1^{Kbm} Gas	8^{Kbm} / 11^{Klg}
5) Luftverbrauch (stündlicher) wegen eines Brenners, der stündlich $0·1^{Kbm}$ Luft konsumirt	$0·8^{Kbm}$ / $1·1^{Klg}$
6) Wärmeentwicklung durch Verbrennung von 1^{Klg} Gas	12400 Wärmeeinheiten
7) Wärmeentwicklung durch Verbrennung von 1^{Kbm} Gas	8060 "
8) Stündliche Wärmeentwicklung eines Brenners, welcher stündlich $0·1^{Kbm}$ Gas verbraucht	806 "

Luftmenge, welche die Ventilation liefern soll. Vermittelst dieser Zusammenstellung kann man nun leicht die Luftmenge berechnen, welche stündlich durch Menschen und durch Beleuchtung verdorben wird. Nun ist aber die Frage, wie viel reine Luft einem Raum durch die Ventilation zugeführt werden muss, damit dieser Raum

im Beharrungszustand der Ventilation Luft enthält, die nur bis zu einem gewissen Grad verunreiniget oder verdorben ist? Zur Beantwortung dieser Frage dient die Lösung folgender Aufgabe.

Ein Raum, dessen Inhalt glei $\mathfrak{B}$ ist, enthält Luft, die entweder rein oder theilweise schon verdorben ist. Diesem Raum werden stündlich W Kubikmeter reine atmosphärische Luft zugeführt, und in jeder Stunde ein eben so grosses Luftvolumen von der im Raum enthaltenen Luft entzogen. Durch Menschen, Beleuchtung und andere Ursachen werden stündlich W_1 Kubikmeter Luft verdorben. Es soll nun die Beschaffenheit der nach Verlauf einer gewissen Zeit in dem Raum enthaltenen Luft ermittelt werden.

Nachdem die angegebenen Verhältnisse eine gewisse Zeit t eingewirkt haben, wird in dem Raum ein gewisses Quantum V reiner und ein gewisses Quantum v verdorbener Luft enthalten sein, und es ist

$$\mathfrak{B} = V + v \quad \dots \dots \dots \dots (1)$$

In dem darauf folgenden Zeitelement $d\,t$ geschieht Folgendes: 1) Durch die Zuführung der reinen Luft wird die Luftmenge der reinen Luft um $W\,d\,t$ vermehrt. 2) Durch die Ableitung der Luft wird aus dem Raum eine Menge $\frac{V}{V+v}\,d\,t = \frac{V}{\mathfrak{B}}\,d\,t$ reiner und eine Menge $\frac{v}{V+v}\,d\,t = \frac{v}{\mathfrak{B}}\,d\,t$ unreiner Luft entfernt. 3) Die Luftmenge $W_1\,d\,t$, welche im Zeitelement $d\,t$ aus dem Zustand, der zur Zeit t vorhanden ist, in den ganz verdorbenen Zustand gebracht wird, enthält $\frac{V}{\mathfrak{B}}\,W_1\,d\,t$ reine und $\frac{v}{\mathfrak{B}}\,W_1\,d\,t$ verdorbene Luft. Nennen wir $d\,V$ die Zunahme an reiner und $d\,v$ die Zunahme an verdorbener Luft während dieses Zeitelementes $d\,t$, so hat man:

$$\left.\begin{aligned} d\,V &= W\,d\,t - \frac{V}{\mathfrak{B}}\,W_1\,d\,t - \frac{V}{\mathfrak{B}}\,W\,d\,t \\ d\,v &= \frac{V}{\mathfrak{B}}\,W_1\,d\,t - \frac{v}{\mathfrak{B}}\,W\,d\,t \end{aligned}\right\} \quad \dots \dots (2)$$

Da der Voraussetzung gemäss W und W_1 constante Grössen sind, so kann die erste der Gleichungen (2) unmittelbar integrirt werden. Es folgt aus dieser Gleichung:

$$\frac{d\,V}{W - \frac{V}{\mathfrak{B}}\,(W + W_1)} = d\,t$$

demnach erhält man:

$$-\frac{\mathfrak{B}}{W + W_1}\ \text{lognat}\left[W - \frac{V}{\mathfrak{B}}\,(W + W_1)\right] = t + \text{const} \quad \dots \quad (3)$$

Es seien am Anfang der Zeit (also $t = o$) in dem Raum $\mathfrak{B}$: V_0 Kubikmeter reine, v_0 Kubikmeter unreine Luft enthalten, also

$$V_0 + v_0 = \mathfrak{B} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Dann folgt aus (3), wenn man $t = o$ und $V = V_0$ setzt:

$$- \frac{\mathfrak{B}}{W + W_1} \operatorname{lognat} \left[W - \frac{V_0}{\mathfrak{B}} (W + W_1) \right] = \text{const}$$

Diese Gleichung von (3) abgezogen, erhält man:

$$\frac{\mathfrak{B}}{W + W_1} \operatorname{lognat} \frac{W - \frac{V}{\mathfrak{B}} (W + W_1)}{W - \frac{V_0}{\mathfrak{B}} (W + W_1)} = - t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Hieraus ergibt sich auf gewöhnlichem Wege

$$V = \mathfrak{B} \frac{W}{W + W_1} - \left(\mathfrak{B} \frac{W}{W + W_1} - V_0 \right) e^{-\frac{W + W_1}{\mathfrak{B}} t} \quad . \quad . \quad (6)$$

und weil $v = \mathfrak{B} - V$ ist:

$$v = \mathfrak{B} \frac{W_1}{W + W_1} + \left(\mathfrak{B} \frac{W}{W + W_1} - V_0 \right) e^{-\frac{W + W_1}{\mathfrak{B}} t} \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Wenn die Ventilation längere Zeit fortgedauert hat, wird die Exponentialgrösse $e^{-\frac{W + W_1}{\mathfrak{B}} t}$ eine verschwindend kleine Grösse. Die Werthe von V und v nähern sich demnach mit der Zeit gewissen Werthen V_1 und v_1, und diese sind:

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= \mathfrak{B} \frac{W}{W + W_1} \\ v_1 &= \mathfrak{B} \frac{W_1}{W + W_1} \end{aligned} \right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Für den Fall, dass dem Raum nur so viel Luft zugeführt wird als verdirbt, ist $W = W_1$, und dann wird

$$V_1 = \frac{1}{2} \mathfrak{B}, \quad v_1 = \frac{1}{2} \mathfrak{B} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

d. h. in diesem Fall tritt ein Endzustand ein, in welchem der Raum zur Hälfte mit reiner, zur Hälfte mit verdorbener Luft gefüllt ist. Man sieht hieraus, dass es für die dauernde Erhaltung eines guten Zustandes durchaus nicht genügt, wenn nur so viel Luft zugeführt wird, als verdorben wird, sondern es darf ein Raum nicht mehr als z. B. 5 oder 10 Prozent unreine Luft enthalten, wenn der Auf-

enthalt in demselben nicht unangenehm oder schädlich sein soll. Nennen wir diesen zulässigen Prozentgehalt an verdorbener Luft $\mathfrak{p}$, setzen also $\frac{v_1}{\mathfrak{V}} = \mathfrak{p}$, so erhalten wir wegen (8):

$$\frac{v_1}{\mathfrak{V}} = \frac{W_1}{W + W_1} = \mathfrak{p} \quad \text{. . . . .} \quad (10)$$

demnach:

$$\frac{W}{W_1} = \frac{1 - \mathfrak{p}}{\mathfrak{p}} \quad \text{. . . . .} \quad (11)$$

für $\mathfrak{p}$ =	0·05	0·06	0·07	0·08	0·09	0·10
wird $\frac{W}{W_1}$ =	19	16	13	12	10	9

Wenn also ein Endzustand eintreten soll, in welchem in dem Raum nur noch 10 bis 5 Prozent unreine Luft enthalten, so muss man nahe 10 bis 20 mal mehr Luft zuführen, als verdorben wird.

Diese Rechnungsresultate stimmen mit den in neuester Zeit in Paris gemachten Erfahrungen. Eine Kommission, bestehend aus *Regnault*, *Pelouze* und *Morin*, erhielt von der französischen Regierung den Auftrag, über die Heizung und Ventilation der grossen Krankenhäuser von Paris Gutachten zu erstatten. Es wurden zu diesem Behufe umfassende Versuche angestellt, deren Ergebniss die Kommission veranlasste, den Antrag zu stellen, dass für jeden einzelnen Kranken stündlich wenigstens 60^{Kbm} reine atmosphärische Luft zugeführt werden sollen, ja dass dieses Quantum selbst unter Umständen zu verdoppeln sei, also 120^{Kbm} betragen solle. Da wir Seite 388 angegeben haben, dass durch einen Menschen stündlich nur 6^{Kbm} Luft verbraucht werden, so beträgt nach dem Vorschlag der Kommission die zuzuleitende und abzuleitende Luftmenge 10 bis 20 mal mehr, als die Luftmenge, welche verdorben wird, und es tritt dann nach unserer Rechnung in den Krankenhäusern ein Luftzustand ein, bei welchem die Luft nahe 5 bis 10 Prozent verdorbene Luft enthält. Wenn man bedenkt, dass ein Kranker, insbesondere bei eiternden Wunden, wahre Giftgase aussendet, so wird man begreiflich finden, dass die Luft der Krankensäle nicht mehr als 5 bis 10 Prozent solcher Gase enthalten darf, wenn der Aufenthalt in den Sälen nicht geradezu gefährlich werden soll. Bisher hat man angenommen, dass für jeden Kranken eine stündliche Luftmenge von 20^{Kbm} hinreichend seien; in diesem Falle ist sehr nahe $\frac{W}{W_1} = 3$ und wird folglich vermöge (10) $\mathfrak{p} = \frac{1}{4} = 0{\cdot}25$, d. h. es tritt bei dieser Ventilation ein Zustand ein, wobei die Luft 25 Prozent Gift

gase enthält; hieraus erklären sich die furchtbaren Spitalepidemien, die bis auf den heutigen Tag so oftmals in den Krankenhäusern eintreten. Wie gross die Luftmengen sind, welche in Strafhäusern, Versammlungssälen und Theatern nothwendig sind, damit ein leidlicher Zustand eintritt, ist leider noch nicht ermittelt. Nach den in den französischen Spitälern gemachten Erfahrungen wird man aber wohl nicht fehlen, wenn man feststellt, dass für die genannten Lokalitäten 5 bis 10 mal mehr Luft zu- und abgeführt werden muss. Wir glauben daher folgende Regeln aufstellen zu dürfen.

Lokalitäten.	Luftmenge in Kubikmetern pro 1 Stunde.
Für jeden Kranken in den Krankensälen	60 bis 120^{Kbm}
Für jeden Kranken in den Verbindungsgängen des Krankenhauses	20 „ 30^{Kbm}
Für jeden Gefangenen eines Zellengefängnisses pro Zelle	30 „ 40^{Kbm}
Für jeden Menschen eines Versammlungslokals, Theaters, Hörsals	30 „ 60^{Kbm}
Wegen eines Gasbrenners, welcher stündlich 0·1^{Kbm} oder 4 Kubikfuss Gas konsumirt	4 „ 8^{Kbm}
Wegen jedem Kubikmeter Luft, die durch irgend eine ander Ursache verdorben wird	5 „ 10^{Kbm}

Wärmeverluste durch Wände, Decken und Fenster bei continuirlicher Heizung. Wenn die einen Raum einschliessenden Wände den Durchgang der Wärme absolut hinderten, brauchte man die in dem Raum enthaltene Luft nur einmal bis zu einer gewissen Temperatur zu erwärmen, und dann würde diese Temperatur fort und fort unverändert bleiben. Dass ein Raum continuirlich geheizt werden muss, wenn sich in demselben die Temperatur nicht ändern soll, ist nur deshalb nothwendig, weil durch die Wände und Fenster Wärme entweicht, die ersetzt werden muss, wenn eine Abnahme der Temperatur nicht eintreten soll. Diese Wärmeverluste durch Wände und Fenster wollen wir nun bestimmen, vorerst aber eine ununterbrochene Heizung und einen Beharrungszustand der Erwärmung voraussetzen, wobei weder die Temperatur der Luft im Raum und ausserhalb desselben, noch die Temperatur irgend eines Punktes der Wand mit der Zeit veränderlich ist.

Nennen wir:

F den Flächeninhalt einer Seite einer einfachen Wand, welche zwei Medien von einander trennt,

$\mathfrak{J}\ \mathfrak{J}_0$ die constanten Temperaturen der Medien, $\mathfrak{J} > \mathfrak{J}_0$,

e die Wanddicke, $\gamma\ \gamma_1$ die Wärmeübergangscoeffizienten, λ den Wärmeleitungscoeffizienten, k den Wärmedurchgangscoeffizienten, W die in Wärmeeinheiten ausgedrückte Wärmemenge, welche stündlich durch die Wand entweicht, so hat man nach der Seite 336 entwickelten Theorie des Wärmedurchgangs durch einfach gebildete Wände:

$$W = \frac{F(\varDelta - \varDelta_0)}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}} = k\ F(\varDelta - \varDelta_0) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Diesen Ausdruck wollen wir nun zur Bestimmung der Wärmeverluste durch Mauern, Holzwände, Decken Fussböden und Fensterflächen benützen. Es kommt nun darauf an, für die Coeffizienten $\gamma_1\ \gamma_2\ \lambda$ richtige Erfahrungswerthe aufzustellen. Leider sind zu diesem Behufe noch nicht hinreichende Versuche angestellt worden, wir müssen uns mit denjenigen begnügen, welche *Peclet* in seinem Werke, Seite 355 und 393, Tome II., angibt. Nach diesen Versuchen ist:

Material	$\gamma_1 = \gamma_2$	λ	k
Bruchsteinmauern . .	18	0·80	—
Backsteinmauern . .	18	0·68	—
Tannenholz	16	0·17	—
Eichenholz	16	0·32	—
Glas	6	0·8	—
Luft	—	0·1	—
Einfache Fenster . .	—	—	3·66
Doppelfenster . . .	—	—	2·00

Vermittelst der Werthe von $\gamma\ \gamma_1\ \lambda$ für Bruchstein und Backstein ist folgende Tabelle über die Werthe von $k = \frac{1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}}$ berechnet worden:

Mauerdicke e in Metern	Werthe von k für	
	Bruchsteine	Backsteine
0·3	2·00	1·80
0·4	1·63	1·37
0·5	1·36	1·17
0·6	1·16	1·00
0·7	1·01	0·87
0·8	0·90	0·77
0·9	0·81	0·70
1·0	0·73	0·63

Für Holzdecken und Fussböden erhält man folgende Resultate. Für einen einfachen Holzboden oder eine einfache Decke ist:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}}$$

und dürfen wir nehmen $\gamma_1 = \gamma_2 = 16$, $\lambda = 0{\cdot}17$ (Tannenholz) $e = 0{\cdot}1$. Dann wird:

$$k = 1{\cdot}37 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Für einen Doppelboden ist dagegen:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{1}{\gamma_3} + \frac{1}{\gamma_4} + \frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{\varepsilon}{\lambda_1} + \frac{e}{\lambda_2}}$$

wobei $\gamma_1\ \gamma_2\ \gamma_3\ \gamma_4$ die Uebergangscoeffizienten, ε die Dicke der Dielen, e die Dicke der Luftschicht zwischen den Dielen, $\lambda_1\ \lambda_2$ die Leitungscoeffizienten für Holz und Luft bezeichnen. Wir dürfen setzen: $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_4 = 16$, $\lambda_1 = 0{\cdot}17$ (Tannenholz) $\lambda_2 = 0{\cdot}1$ (Luft) $\varepsilon = 0{\cdot}1$, $e = 0{\cdot}3$, dann wird:

$$k = 0{\cdot}225 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Zur Berechnung der Wärmemenge W müssen wir noch die unter verschiedenen Umständen in Rechnung zu bringenden Werthe von $\Delta - \Delta_0$ angeben und ferner noch erklären, welche von den den Raum umschliessenden Flächen Wärmeverluste verursachen.

Für die Temperatur der äusseren Luft an kalten Wintertagen können wir -15° in Rechnung bringen. Es ist daher zu setzen

$$\Delta_0 = -15^\circ \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Für die innere Temperatur der zu erwärmenden Räume dürfen wir in Rechnung bringen: 1) für Wohnungen $\Delta = 15$ bis $18°$, 2) für Hörsäle, Versammlungssäle, Theater $\Delta = 15°$, 3) für Pflanzenhäuser, gemässigtes Klima, $\Delta = 10°$, tropische Pflanzen $\Delta = 15$ bis $20°$, 4) für Strafanstalten $\Delta = 12°$, 5) für Krankenhäuser $\Delta = 15$ bis $20°$.

Was die Umschliessungsflächen betrifft, so sind folgende in Rechnung zu bringen: 1) diejenigen Hauptmauern des Gebäudes, welche einerseits mit der äusseren kalten Luft, anderseits mit der Luft der zu heizenden Räume in Berührung stehen, 2) Scheidewände, welche Räume trennen, von welchen der eine geheizt, der andere aber nicht geheizt wird, 3) die Bodenflächen des unteren Geschosses, 4) die Deckflächen des obersten Stockwerkes, wenn die Räume in demselben geheizt werden sollen, 5) die Flächen der Zwischendecken, wenn dieselben Räume trennen, von welchen der eine geheizt, der andere aber nicht geheizt werden soll. Wegzulassen aus der Rechnung sind solche Flächen, die Räume trennen, in welchen nahezu gleiche Temperaturen herrschen, also Scheidewände und Zwischendecken, wenn sie Räume trennen, die beide nicht oder beide gleich stark geheizt werden sollen.

Bei diesen Berechnungen des Wärmeverlustes durch Wände und Fenster wird vorausgesetzt, dass die eingeschlossene Luft an allen Punkten der Umschliessungsflächen einerlei Temperatur hat. Diese Voraussetzung ist ziemlich richtig für Dampf- und Wassercirkulationsheizungen, dagegen bedeutend unrichtig, wenn grosse Räume durch Oefen oder durch Luftheizungen erwärmt werden. Bei diesen letzteren Heizungen sind oft die Temperaturen an verschiedenen Orten des Raumes sehr verschieden, man muss in solchen Fällen für Δ den mittleren Werth in Rechnung bringen.

Heizung mit Unterbrechung. Ununterbrochene, bei Tag und bei Nacht fortgehende Heizungen kommen nur selten vor. (In Krankenhäusern und Pflanzenhäusern). In den meisten Fällen wird nur unter Tags continuirlich geheizt (Wohnzimmer). Oftmals sind Räume nur an einzelnen Tagen oder Tagesstunden zu erwärmen (Hörsäle, Theater, Versammlungssäle). Bei diesen Heizungen mit Unterbrechung treten keine Beharrungszustände ein, nicht nur die Temperatur in den Räumen, sondern auch die Mauertemperatur sind dann mit der Zeit variabel, in der Zwischenzeit, wenn nicht geheizt wird, erkalten die Mauern und nimmt die Temperatur in dem Raum nach einem gewissen Gesetze ab. Während die Heizung im Gang ist, wächst nicht nur die Temperatur im Raum, sondern werden auch die Wände erwärmt, nimmt also die Temperatur jedes Wand-

punktes mit der Zeit zu. Wollte man auf alle diese Verhältnisse sehr genau Rücksicht nehmen und ganz rationelle Regeln aufstellen, durch welche unter allen Umständen die von einem Heizapparat zu liefernde Wärmemenge berechnet werden könnte, so würde man sich in höchst weitläufige, höchst verwickelte analytische Rechnungen einlassen müssen. Für die praktischen Zwecke genügt es, wenn man zuerst die Wärmeverluste berechnet, welche bei einer continuirlichen Heizung (der ein Beharrungszustand entspricht) eintreten, und dann diese Wärmemenge mit einem angemessenen Coefficienten f multiplizirt, der wohl nicht anders als nach dem Gefühl geschätzt werden kann. Wir wollen annehmen:

1) für continuirliche Heizung bei Tag und bei Nacht $f = 1$,
2) für continuirliche Heizung bei Tag und Nichtheizung bei Nacht $f = 1{\cdot}2$,
3) wenn nur in einzelnen Stunden geheizt werden soll, nach Umständen $f = 1{\cdot}5$ bis $2{\cdot}0$.

Das Anheizen. Wenn die Heizung eines Raumes beginnt, herrscht in demselben eine gewisse Temperatur, und befinden sich die Umschliessungswände in einem gewissen Erwärmungszustand. So wie die Heizung fortdauert, ändert sich allmählig sowohl die Temperatur der Luft im Raume, wie auch der Erwärmungszustand der Umschliessungswände, und erst nachdem die Heizung lange fortgesetzt worden ist, tritt (eine gleichförmige Heizung vorausgesetzt) ein gewisser Beharrungszustand ein, in welchem die Lufttemperatur des Raumes constant bleibt und der Erwärmungszustand der Einschliessungswände ebenfalls. Wir wollen diese Vorgänge, welche bei diesem Anheizen vorkommen, durch Rechnung zu bestimmen suchen.

Es sei Tafel XVIII., Fig. 4 A B C D ein Stück der Einschliessungswände. Wenn die Heizung beginnt, sei: T_0 die Temperatur der Luft, welche der Raum enthält, $u = f(x)$ das Erwärmungsgesetz der Wand, wobei $x = \overline{DF}$, welches Gesetz wir als gegeben betrachten. Nachdem das Anheizen eine Zeit t gedauert hat (wobei durch den Heizapparat in jeder Zeiteinheit eine constante Wärmemenge W abgegeben wird), sei: T die Temperatur der Luft im Raum, ferner ϑ, U, Θ die Temperaturen der Wand in den Punkten, welche von C D um 0, x, e abstehen (e die Wanddicke).

Nachdem die Heizung sehr lange oder wenn man will, unendlich lange fortgedauert hat, sind die Temperaturen für $x = 0$, $x = x$, $x = e$, beziehungsweise ϑ_1 U_1 Θ_1, ferner die Temperatur der Luft im Raum, T_1. Die äussere Temperatur sei constant gleich $\mathfrak{T}$.

Nennen wir ferner: ϱ das Gewicht von einer Kubikeinheit des Wandmaterials, c_1 die Wärmekapazität dieses Materials, λ den Wärmeleitungscoeffizienten, γ_1 γ_2 die Wärmeübergangscoeffizienten durch die Ebenen CD und AB, L die constante im Raum enthaltene Luftmenge in Kilogrammen, c die Wärmekapazität der Luft, welche der Raum enthält, $\mathfrak{F}$ die totale innere Fläche der Einschliessungswände.

Die Gleichungen, welche die Lösung unseres Problems geben, sind nun folgende:

$$\frac{du}{dt} = a \frac{d^2u}{dx^2} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

$$a = \frac{\lambda}{c_1 \varrho} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=\varepsilon} + \frac{\gamma_2}{\lambda}(\Theta - \mathfrak{T}) = 0 \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=0} + \frac{\gamma_1}{\lambda}(T - \Delta) = 0 \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

$$W\,dt - L\,c\,dT = (T - \Delta)\,\gamma_1\,\mathfrak{F}\,dt \quad \ldots \quad (5)$$

Für $t = 0$ soll $T = T_0$, $u = \varphi(x)$ werden . . . . (6)

Für $t = \infty$ soll ein Beharrungszustand . . . . (7)

eintreten, in welchem $u_1 = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x$ wird.

Die erste dieser Gleichungen drückt die Temperaturänderung aus, die dem Zeitelement dt an irgend einem Ort im Innern der Mauer entspricht.

Die Gleichung (3) bezieht sich auf das Entweichen der Wärme durch die Ebene CD.

Die Gleichung (4) bezieht sich auf den Eintritt der Wärme durch AB. Die Gleichung (5) drückt aus, dass die Differenz zwischen der Wärme $W\,dt$, die im Zeitelement produzirt wird und der Wärme $L\,c\,dt$, welche die Luft aufnimmt, durch die Ebene AB in die Mauer geht.

Da für $t = \infty$ ein Beharrungszustand eintritt, so hat man für denselben:

$$W = (T_1 - \Delta_1)\,\gamma_1\,\mathfrak{F} = (\Theta_1 - \mathfrak{T})\,\gamma_2\,\mathfrak{F} = (\Delta_1 - \Theta_1)\frac{\lambda}{\varepsilon}\,\mathfrak{F} \quad . \quad (8)$$

Hieraus findet man ohne Schwierigkeit:

$$T_1 = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) \quad \ldots \ldots \quad (9)$$

$$\Delta_1 = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) \quad \ldots \ldots \quad (10)$$

$$\Theta_1 = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}\gamma_2} \quad \ldots \ldots \quad (11)$$

demnach:

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{T} - \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) \quad \ldots \ldots \quad (12)$$

$$\mathfrak{B} = -\frac{W}{\mathfrak{F}\lambda} \quad \ldots \ldots \quad (13)$$

$$u_1 = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) - \frac{W}{\mathfrak{F}\lambda}x \quad \ldots \ldots \quad (14)$$

Den Bedingungen (1) und (7) wird entsprochen, wenn man setzt:

$$u = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x + \Sigma\, e^{-\beta t}(\mathfrak{C}\cos\mu\,x + \mathfrak{D}\sin\mu\,x) \quad \ldots \quad (15)$$

wobei:

$$\beta = a\,\mu^2 \quad \ldots \ldots \quad (16)$$

μ, $\mathfrak{C}$, $\mathfrak{D}$ sind vorläufig noch ganz unbestimmte Grössen, Σ drückt aus, dass die Bedingungen (1) und (7) durch eine Summe von Ausdrücken von der Form $e^{-\beta t}(\mathfrak{C}\cos\mu\,x + \mathfrak{D}\sin\mu\,x)$ entsprochen werden kann.

Aus dem Ausdruck (15) folgt:

$$\Delta = \mathfrak{A} + \Sigma\, e^{-\beta t}\,\mathfrak{C} \quad \ldots \ldots \quad (17)$$

$$\Theta = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,\varepsilon + \Sigma\, e^{-\beta t}(\mathfrak{C}\cos\mu\,\varepsilon + \mathfrak{D}\sin\mu\,\varepsilon) \quad \ldots \ldots \quad (18)$$

Durch Differenziation von (15) folgt:

$$\frac{du}{dx} = \mathfrak{B} - \Sigma\, e^{-\beta t}\mu(\mathfrak{C}\sin\mu\,x - \mathfrak{D}\cos\mu\,x) \quad \ldots \quad (19)$$

Setzt man $x = o$ und $x = \varepsilon$, so erhält man:

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{du}{dx}\right)_{x=o} &= \mathfrak{B} + \Sigma\, e^{-\beta t}\mu\,\mathfrak{D} \\ \left(\frac{du}{dx}\right)_{x=\varepsilon} &= \mathfrak{B} - \Sigma\, e^{-\beta t}\mu(\mathfrak{C}\sin\mu\,\varepsilon - \mathfrak{D}\cos\mu\,\varepsilon) \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (20)$$

Setzt man in die Gleichung (3) die so eben berechneten Werthe von Θ und $\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=\varepsilon}$, so erhält man:

$$\left|\begin{array}{l}\mathfrak{B} - \Sigma e^{-\beta t} \mu (\mathfrak{C} \sin \mu \varepsilon - \mathfrak{D} \cos \mu \varepsilon) \\ + \frac{\gamma_2}{\lambda} \left[\mathfrak{A} + \mathfrak{B} \varepsilon + \Sigma e^{-\beta t} (\mathfrak{C} \cos \mu \varepsilon + \mathfrak{D} \sin \mu \varepsilon) - \mathfrak{T} \right]\end{array}\right| = o \quad (21)$$

Da diese Gleichung für jeden Werth von t gelten soll, so muss sein:

$$\mathfrak{B} + \frac{\gamma_2}{\lambda} (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} \varepsilon - \mathfrak{T}) = o \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (22)$$

$$- \mu (\mathfrak{C} \sin \mu \varepsilon - \mathfrak{D} \cos \mu \varepsilon) + \frac{\gamma_2}{\lambda} (\mathfrak{C} \cos \mu \varepsilon + \mathfrak{D} \sin \mu \varepsilon) = o \quad . \quad (23)$$

Der Ausdruck (22) wird durch die Werthe von $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$, welche wir früher gefunden haben, identisch erfüllt. Aus (23) folgt dagegen:

$$\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{D}} = \frac{\cos \mu \varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} \sin \mu \varepsilon}{\sin \mu \varepsilon - \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} \cos \mu \varepsilon} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (24)$$

Setzt man in (4) für $\left(\frac{d u}{d x}\right)_{x = o}$, und für Δ die Werthe, welche (20) und (17) darbieten, so erhält man:

$$\mathfrak{B} + \Sigma e^{-\beta t} \mu \mathfrak{D} + \frac{\gamma_1}{\lambda} \left(T - \mathfrak{A} - \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{C}\right) = o$$

Hieraus folgt:

$$T = \mathfrak{A} + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{C} - \frac{\lambda}{\gamma_1} \left(\mathfrak{B} + \Sigma e^{-\beta t} \mu \mathfrak{D}\right) \quad . \; . \quad (25)$$

Differenzirt man diesen Ausdruck nach t, so folgt:

$$\frac{d T}{d t} = - \Sigma e^{-\beta t} \beta \mathfrak{C} + \frac{\lambda}{\gamma_1} \Sigma e^{-\beta t} \beta \mu \mathfrak{D} \quad . \; . \; . \quad (26)$$

Setzt man (25) und (26) in (5), so erhält man:

$$W - L c \left(- \Sigma e^{-\beta t} \beta \mathfrak{C} + \frac{\lambda}{\gamma_1} \Sigma e^{-\beta t} \beta \mu \mathfrak{D}\right) =$$

$$\left[\mathfrak{A} + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{C} - \frac{\lambda}{\gamma_1} \left(\mathfrak{B} + \Sigma e^{-\beta t} \mu \mathfrak{D}\right) - \mathfrak{A} - \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{C}\right] \gamma_1 \mathfrak{F}$$

Da auch diese Gleichung eine identische sein mus, so folgt aus derselben:

$$W = - \lambda \mathfrak{B} \mathfrak{F}$$

was mit (13) übereinstimmt, und:

$$L c \left(- \beta \mathfrak{C} + \frac{\lambda}{\gamma_1} \beta \mu \mathfrak{D}\right) = \lambda \mu \mathfrak{F} \mathfrak{D}$$

Hieraus folgt:

$$\frac{\mathfrak{G}}{\mathfrak{D}} = \lambda\,\mu\left(\frac{1}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{L\,c\,\beta}\right)$$

oder wenn man für β seinen Werth $a\,\mu^2$ setzt;

$$\frac{\mathfrak{G}}{\mathfrak{D}} = \lambda\left(\frac{\mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{L\,c\,a}\,\frac{1}{\mu}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (27)$$

Setzt man die Werthe von $\frac{\mathfrak{G}}{\mathfrak{D}}$, welche (24) und (27) darbieten, einander gleich, so erhält man für μ folgende transcendente Gleichung:

$$\lambda\left(\frac{\mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{L\,c\,a}\,\frac{1}{\mu}\right) = \frac{\cos\mu\,\varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda\,\mu}\sin\mu\,\varepsilon}{\sin\mu\,\varepsilon - \frac{\gamma_2}{\lambda\,\mu}\cos\mu\,\varepsilon} \quad . \quad . \quad . \quad (28)$$

Setzt man den Werth $\frac{\mathfrak{G}}{\mathfrak{D}}$ in (25), so findet man:

$$T = \mathfrak{A} - \frac{\lambda\,\mathfrak{B}}{\gamma_1} - \Sigma\,e^{-\beta t}\,\mathfrak{D}\,\frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,c\,a}\,\frac{1}{\mu}$$

$$T = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) - \frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,c\,a}\;\Sigma\,e^{-\beta t}\,\frac{\mathfrak{D}}{\mu}$$

oder wegen (9):

$$T = T_1 - \frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,c\,a}\;\Sigma\,e^{-\beta t}\,\frac{\mathfrak{D}}{\mu} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (29)$$

Für $t = o$ wird $T = T_0$, demnach:

$$T_0 = T_1 - \frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,c\,a}\,\Sigma\,\frac{\mathfrak{D}}{\mu} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (30)$$

Durch den Unterschied von (29) und (30) folgt auch:

$$T = T_0 + \frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,a\,c}\,\Sigma\,\frac{\mathfrak{D}}{\mu}\left(1 - e^{-\beta t}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (31)$$

Es erübrigt uns nun noch, der Bedingung wegen des Initialzustandes zu genügen, wobei wir ein von *Poisson* angebahntes Verfahren befolgen.

Setzen wir:

$$u - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x) = \xi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (32)$$

$$\mathfrak{D}\,(m\cos\mu\,x + \sin\mu\,x) = X \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (33)$$

so wird $\left(\text{weil } \frac{d\,u}{d\,t} = \frac{d\,\xi}{d\,t},\ \frac{d^2\,u}{d\,x^2} = \frac{d^2\,\xi}{d\,x^2} \text{ ist}\right)$ die Gleichung (1):

$$\frac{d\,\xi}{d\,t} = a\,\frac{d^2\,\xi}{d\,x^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (34)$$

und der Ausdruck (15):

$$\xi = \Sigma e^{-\beta t} X \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (35)$$

In dem Ausdruck (33) bedeutet das Zeichen m:

$$m = \frac{\mathfrak{G}}{\mathfrak{D}} = \lambda\left(\frac{\mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{L a c}\,\frac{1}{\mu}\right) = \frac{\cos\mu\varepsilon + \frac{\gamma_2}{\mu\lambda}\sin\mu\varepsilon}{\sin\mu\varepsilon - \frac{\gamma_2}{\mu\lambda}\cos\mu\varepsilon} \quad . \quad (36)$$

Bezeichnen wir durch μ_1 irgend eine individuelle Wurzel der transcendenten Gleichung (28) oder (36) und durch β_1 $\mathfrak{D}_1$ m_1 X_1 die dieser individuellen Wurzel entsprechenden Werthe von β $\mathfrak{D}$ m X.

Multipliziren wir die Gleichung (34) mit $X_1 \, d x$ und integriren dieselbe von $x = o$ bis $x = \varepsilon$, so erhalten wir:

$$\int_o^\varepsilon X_1 \frac{d\xi}{dt} dx = a \int_o^\varepsilon X_1 \frac{d^2\xi}{dx^2} dx \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (37)$$

Nun findet man durch zweimalige Anwendung der Formel $\int u\, dv = uv - \int v\, du$:

$$\int X_1 \frac{d^2\xi}{dx^2} dx = X_1 \frac{d\xi}{dx} - \xi \frac{dX_1}{dx} + \int \xi \frac{d^2 X_1}{dx^2} dx$$

Setzt man in den Gliedern ausserhalb der Integrale

$$X_1 = \mathfrak{D}_1 (m_1 \cos\mu_1 x + \sin\mu_1 x), \quad \xi = \Sigma X e^{-\beta t} = \Sigma \mathfrak{D} (m \cos\mu x + \sin\mu x) e^{-\beta t}$$

$$\frac{dX_1}{dx} = -\mu_1 \mathfrak{D}_1 (m_1 \sin\mu_1 x - \cos\mu_1 x), \quad \frac{d\xi}{dx} = -\Sigma \mathfrak{D} e^{-\beta t} \mu (m \sin\mu x - \sin\mu x)$$

so wird:

$$\int X_1 \frac{d^2\xi}{dx^2} dx = \Sigma \mathfrak{D} \mathfrak{D}_1 e^{-\beta t} \begin{bmatrix} -\mu(m_1 \cos\mu_1 x + \sin\mu_1 x)(m \sin\mu x - \cos\mu x) \\ +\mu_1 (m \cos\mu x + \sin\mu x)(m_1 \sin\mu_1 x - \cos\mu_1 x) \end{bmatrix} + \int \xi \frac{d^2 X_1}{dx^2} dx$$

oder wenn man die Integration von $x = o$ bis $x = \varepsilon$ ausdehnt

$$\int_o^\varepsilon X_1 \frac{d^2\xi}{dx^2} dx = \Sigma \mathfrak{D} \mathfrak{D}_1 e^{-\beta t} \begin{bmatrix} -\mu(m_1 \cos\mu_1 \varepsilon + \sin\mu_1 \varepsilon)(m \sin\mu\varepsilon - \cos\mu\varepsilon) \\ +\mu_1 (m \cos\mu\varepsilon + \sin\mu\varepsilon)(m_1 \sin\mu_1 \varepsilon - \cos\mu_1 \varepsilon) \\ -\mu m_1 + \mu_1 m \end{bmatrix} + \int_o^\varepsilon \xi \frac{d^2 X_1}{dx^2} dx \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (38)$$

Setzt man in die beiden in der Klammer enthaltenen trigonometrischen Ausdrücke für m und m_1 die Werthe

$$m = \frac{\cos \mu \varepsilon + \frac{\gamma_2}{\mu \lambda} \sin \mu \varepsilon}{\sin \mu \varepsilon - \frac{\gamma_2}{\mu \lambda} \cos \mu \varepsilon}$$

$$m_1 = \frac{\cos \mu_1 \varepsilon + \frac{\gamma_2}{\mu_1 \lambda} \sin \mu_1 \varepsilon}{\sin \mu_1 \varepsilon + \frac{\gamma_2}{\mu_1 \lambda} \cos \mu_1 \varepsilon}$$

dagegen in die Glieder $-\mu m_1 + \mu_1 m$ für m und m_1 die Werthe

$$m = \lambda \left(\frac{\mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{L a c} \frac{1}{\mu} \right)$$

$$m_1 = \lambda \left(\frac{\mu_1}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{L a c} \frac{1}{\mu_1} \right)$$

so findet man, dass jene trigonometrischen Ausdrücke sich auf Null reduziren, und dass

$$-\mu m_1 + \mu_1 m = \frac{\mathfrak{F} \lambda}{L c a} \left(\frac{\mu}{\mu_1} - \frac{\mu_1}{\mu} \right)$$

wird.

Die Gleichung (38) wird demnach:

$$\int_0^\varepsilon X_1 \frac{d^2 \xi}{d x^2} d x = \Sigma \mathfrak{D} \mathfrak{D}_1 e^{-\beta t} \frac{\mathfrak{F} \lambda}{L c a} \left(\frac{\mu}{\mu_1} - \frac{\mu_1}{\mu} \right) + \int_0^\varepsilon \xi \frac{d^2 X_1}{d x^2} d x$$

Führt man diesen Integralwerth in (37) ein, so erhält man:

$$\int_0^\varepsilon X_1 \frac{d \xi}{d t} d x = \Sigma \mathfrak{D} \mathfrak{D}_1 e^{-\beta t} \frac{\mathfrak{F} \lambda}{L c} \left(\frac{\mu}{\mu_1} - \frac{\mu_1}{\mu} \right) + a \int_0^\varepsilon \xi \frac{d^2 X_1}{d x^2} d x \quad (39)$$

Allein es ist:

$$\int_0^\varepsilon X_1 \frac{d \xi}{d t} d x = \frac{d}{d t} \int_0^\varepsilon X_1 \xi d x$$

$$\int_0^\varepsilon \xi \frac{d^2 X_1}{d x^2} d x = -\mu_1^2 \int_0^\varepsilon \xi \mathfrak{D}_1 (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x) d x = -\mu_1^2 \int_0^\varepsilon \xi X_1 d x \quad (40)$$

Demnach wird (39):

$$\frac{d}{d t} \int_0^\varepsilon X_1 \xi d x = \Sigma \mathfrak{D} \mathfrak{D}_1 e^{-\beta t} \frac{\mathfrak{F} \lambda}{L c} \left(\frac{\mu}{\mu_1} - \frac{\mu_1}{\mu} \right) - a \mu_1^2 \int_0^\varepsilon \xi X_1 d x \quad (41)$$

Setzt man zur Abkürzung

$$\int_0^\varepsilon \xi X_1 d x_1 = y \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (42)$$

so wird die Gleichung (41) wegen $a\,\mu_1^2 = \beta_1$

$$\frac{dy}{dt} = \Sigma \mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{\mathfrak{F}\lambda}{Lc}\left(\frac{\mu}{\mu_1} - \frac{\mu_1}{\mu}\right) e^{-\beta t} - \beta_1 y \quad . \quad . \quad . \quad (43)$$

Das Integrale dieser Gleichung ist:

$$y = \Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{\mathfrak{F}\lambda}{Lc}\left(\frac{\mu}{\mu_1} - \frac{\mu_1}{\mu}\right)\frac{e^{-\beta t}}{\beta_1 - \beta} + \mathfrak{H}\,e^{-\beta_1 t} \quad . \quad . \quad (44)$$

wobei $\mathfrak{H}$ eine hinsichtlich x und t Constante der Integration bedeutet. Wegen $\beta = a\,\mu^2$, $\beta_1 = a\,\mu_1^2$ wird:

$$\left(\frac{\mu}{\mu_1} - \frac{\mu_1}{\mu}\right)\frac{1}{\beta_1 - \beta} = \frac{\mu^2 - \mu_1^2}{\mu\,\mu_1}\,\frac{1}{a\,(\mu_1^2 - \mu^2)} = -\frac{1}{a\,(\mu\,\mu_1)}$$

demnach auch:

$$y = -\Sigma\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{\mathfrak{F}\lambda}{Lca}\,\frac{e^{-\beta t}}{\mu\,\mu_1} + \mathfrak{H}\,e^{-\beta_1 t}$$

demnach:

$$\int_0^{\varepsilon} \xi\,X_1\,dx = -\Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{\mathfrak{F}\lambda}{Lca}\,\frac{e^{-\beta t}}{\mu\,\mu_1} + \mathfrak{H}\,e^{-\beta_1 t} \quad . \quad . \quad (45)$$

Für $t = o$ soll $\mu = \varphi(x)$, mithin $\xi = \varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)$ werden, demnach folgt aus (45):

$$\int_0^{\varepsilon} [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\,X_1\,dx = -\Sigma\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{\mathfrak{F}\lambda}{Lca}\,\frac{1}{\mu\,\mu_1} + \mathfrak{H} \quad . \quad (46)$$

Durch Elimination von $\mathfrak{H}$ aus (45) und (46) folgt:

$$\int_0^{\varepsilon} \xi\,X_1 dx = \left\{\begin{array}{c} -\Sigma\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{\mathfrak{F}\lambda}{Lca}\,\frac{e^{-\beta t}}{\mu\,\mu_1} \\ + e^{-\beta_1 t}\left[\int_0^{\varepsilon} \varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)\right] X_1 dx + \Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{\mathfrak{F}\lambda}{Lca} \end{array}\right\}$$

$$\int_0^{\varepsilon} \xi\,X_1 dx = \left\{\begin{array}{c} \Sigma\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{\mathfrak{F}\lambda}{Lca}\,\frac{1}{\mu\,\mu_1}\left(e^{-\beta_1 t} - e^{-\beta t}\right) \\ + e^{-\beta_1 t}\int_0^{\varepsilon} [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\,X_1\,dx \end{array}\right\} \quad . \quad . \quad (47)$$

Linker Hand des Gleichheitszeichens steht (wegen ξ) eine Reihe, rechter Hand ebenfalls und noch das Integralglied. Denkt man sich, dass man diese Reihen ausschreibe, indem man für β und μ alle individuellen Wurzelwerthe setzt, so müssen die Glieder, welche bestimmten individuellen Werthen entsprechen, gleich sein. Für $\beta = \beta_1$

und $\mu = \mu_1$ gibt aber das Glied linker Hand $\int_0^\varepsilon \xi_1 X_1 \, dx$ und der Ausdruck rechter Hand $e^{-\beta_1 t} \int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] X_1 \, dx$. Man hat daher:

$$\int_0^\varepsilon \xi_1 X_1 \, dx = e^{-\beta_1 t} \int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] X_1 \, dx \quad . \quad . \quad (48)$$

Setzt man für ξ_1 und X_1 die Werthe $e^{-\beta_1 t} X_1 =$
$e^{-\beta_1 t} \mathfrak{D}_1 (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x)$ und $X_1 = \mathfrak{D}_1 (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x)$
so wird (48):

$$\int_0^\varepsilon e^{-\beta_1 t} \mathfrak{D}_1^2 (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x)^2 \, dx$$

$$= e^{-\beta_1 t} \int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] \; \mathfrak{D}_1 (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x) \; dx$$

und hieraus folgt endlich:

$$\mathfrak{D}_1 = \frac{\int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x) \, dx}{\int_0^\varepsilon (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x)^2 \, dx} \quad . \quad . \quad (49)$$

Weil aber für β_1 und μ_1 jeder beliebige individuelle Wurzelwerth genommen werden konnte, so gibt dieser Ausdruck überhaupt jeden individuellen Werth von $\mathfrak{D}$. Man kann daher allgemein schreiben:

$$\mathfrak{D} = \frac{\int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] (m \cos \mu x + \sin \mu x) \, dx}{\int_0^\varepsilon (m \cos \mu x + \sin \mu x)^2 \, dx} \quad . \quad . \quad (50)$$

Das Integrale des Nenners kann ausgerechnet werden. Es ist:

$$(m \cos \mu x + \sin \mu x)^2 = m^2 \cos^2 \mu x + \sin^2 \mu x + 2 m \cos \mu x \sin \mu x$$

oder wegen $\cos^2 \mu x = \frac{1}{2} (1 + \cos 2 \mu x)$, $\sin^2 \mu x = \frac{1}{2} (1 - \cos 2 \mu x)$
$2 \sin \mu x \cos \mu x = \sin 2 \mu x$

$$(m\cos\mu x+\sin\mu x)^2=m^2\frac{1}{2}(1+\cos 2\mu x)+\frac{1}{2}(1-\cos 2\mu x)+m\sin 2\mu x$$

$$=\frac{1}{2}(m^2+1)+\frac{1}{2}\cos 2\mu x(m^2-1)+m\sin 2\mu x$$

daher:

$$\int_0^\varepsilon (m\cos\mu x+\sin\mu x)^2\,dx$$

$$=\frac{1}{2}(m^2+1)\varepsilon+\frac{1}{2}\frac{m^2-1}{2\mu}\sin 2\mu\varepsilon+\frac{m}{2\mu}(1-\cos 2\mu\varepsilon)$$

$$\int_0^\varepsilon (m\cos\mu x+\sin\mu x)^2\,dx$$

$$=\frac{1}{2}\left[(m^2+1)\varepsilon+\frac{m}{\mu}\right]+\frac{1}{2}\frac{m^2-1}{2\mu}\sin 2\mu\varepsilon-\frac{m}{2\mu}\cos 2\mu\varepsilon$$

demnach erhält man endlich:

$$\mathfrak{D}=\frac{\int_0^\varepsilon[\varphi(x)-(\mathfrak{A}+\mathfrak{B}x)]\,(m\cos\mu x+\sin\mu x)\,dx}{\frac{1}{2}\left[(m^2+1)\varepsilon+\frac{m}{\mu}\right]+\frac{1}{4}\frac{m^2-1}{\mu}\sin 2\mu\varepsilon-\frac{m}{2\mu}\cos 2\mu\varepsilon} \tag{51}$$

Es ist $\mathfrak{W}=\int_0^\varepsilon \mathfrak{F}\,dx\,\varrho\,c_1\,u=\mathfrak{F}\,\varrho\,c_1\int_0^\varepsilon u\,dx$ die zur Zeit t in der Mauer enthaltene Wärmemenge; demnach:

$$\mathfrak{W}=\mathfrak{F}\,\varrho\,c_1\int_0^\varepsilon\left[\mathfrak{A}+\mathfrak{B}x+\Sigma e^{-\beta t}\mathfrak{D}\,(m\cos\mu x+\sin\mu x)\right]dx$$

oder

$$\mathfrak{W}=\mathfrak{F}\,\varrho\,c_1\left[\mathfrak{A}\varepsilon+\mathfrak{B}\frac{\varepsilon^2}{2}+\Sigma\,e^{-\beta t}\frac{\mathfrak{D}}{\mu}(m\sin\mu\varepsilon-\cos\mu\varepsilon+1)\right]$$

Es ist aber wegen (36)

$$m\sin\mu\varepsilon-\cos\mu\varepsilon=\frac{\gamma_2}{\lambda\mu}(m\cos\mu\varepsilon+\sin\mu\varepsilon)$$

demnach wird $\mathfrak{W}$:

$$\mathfrak{W}=\mathfrak{F}\,\varrho\,c_1\left[\mathfrak{A}\varepsilon+\mathfrak{B}\frac{\varepsilon^2}{2}+\Sigma e^{-\beta t}\frac{\mathfrak{D}}{\mu}\frac{\gamma_2}{\lambda\mu}(m\cos\mu\varepsilon+\sin\mu\varepsilon)+\Sigma\,e^{-\beta t}\frac{\mathfrak{D}}{\mu}\right]$$

$$\mathfrak{W}=\mathfrak{F}\,\varrho\,c_1\left[\mathfrak{A}\varepsilon+\mathfrak{B}\frac{\varepsilon^2}{2}+\frac{\gamma_2}{\lambda}\Sigma e^{-\beta t}\frac{\mathfrak{D}}{\mu^2}(m\cos\mu\varepsilon+\sin\mu\varepsilon)+\Sigma\,e^{-\beta t}\frac{\mathfrak{D}}{\mu}\right]$$

Für $t=0$ ist demnach die in der Mauer enthaltene Wärmemenge $\mathfrak{W}$:

$$\underset{t=0}{\mathfrak{W}} = \mathfrak{F} \varrho c_1 \left[\mathfrak{A} \varepsilon + \mathfrak{B} \frac{\varepsilon^2}{2} + \frac{\gamma_2}{\lambda} \Sigma \frac{\mathfrak{D}}{\mu^2} (m \cos \mu \varepsilon + \sin \mu \varepsilon) + \Sigma \frac{\mathfrak{D}}{\mu} \right]$$

Diese Wärmemenge ist aber auch gleich

$$\int_0^\varepsilon \mathfrak{F}\, dx\, \varrho\, c_1\, \varphi(x) = \mathfrak{F}\, \varrho\, c_1 \int_0^\varepsilon \varphi(x)\, dx$$

demnach erhalten wir:

$$\int_0^\varepsilon \varphi(x)\, dx = \mathfrak{A} \varepsilon + \mathfrak{B} \frac{\varepsilon^2}{2} + \frac{\gamma_2}{\lambda} \Sigma \frac{\mathfrak{D}}{\mu^2} (m \cos \mu \varepsilon + \sin \mu \varepsilon) + \Sigma \frac{\mathfrak{D}}{\mu} \quad (52)$$

Vereinfachung der Resultate. Durch die aufgefundenen Resultate ist zwar das vorgelegte Problem analytisch gelöst, allein diese Lösung ist für praktische Zwecke so viel wie keine Lösung, denn durch diesen Wust von Rechnungen ist man doch kaum im Stande, den Erwärmungszustand der Mauern und der eingeschlossenen Luft zu bestimmen. Wir wollen daher sehen, ob es nicht möglich ist, durch Annäherungen vorwärts zu dringen.

Wir betrachten zu diesem Behufe zunächst die transcendente Gleichung (36).

Setzt man zur Abkürzung $\mu \varepsilon = x$, $\mu \varepsilon \operatorname{tang} \mu \varepsilon = y$, so findet man aus jener Gleichung (36):

$$y = x \operatorname{tang} x = \frac{x^2 \left(1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right) - \frac{\mathfrak{F} \lambda \varepsilon}{L a c} \frac{\gamma_2 \varepsilon}{\lambda}}{x^2 \frac{\lambda}{\gamma_1 \varepsilon} - \left(\frac{\mathfrak{F} \lambda \varepsilon}{L a c} + \frac{\gamma_2 \varepsilon}{\lambda}\right)} \quad . \; . \; . \; (53)$$

Konstruirt man die beiden Kurven, die durch diesen Ausdruck bestimmt werden, so bestimmen die Abscissen ihrer Durchschnittspunkte die Wurzeln der transcendenten Gleichung (36):

Die Kurve k, deren Gleichung $y = x \operatorname{tang} x$ ist, besteht aus unendlich vielen congruenten Parthien $k_0\ k_1\ k_2 \ldots$, Tafel XVIII., Fig. 5, die nach oben und nach unten assymptotisch verlaufen. Die Kurve H, deren Gleichung die Form hat:

$$y = \frac{x^2 \alpha - \beta}{x^2 \alpha_1 - \beta_1}$$

besteht aus zwei Parthien H_1 und H_2. Der Zweig H_1 schneidet die Abscissenaxe in einem Punkt, dessen Abscisse gleich $O m = \sqrt{\frac{\beta}{\alpha}}$ ist, und fällt bei $x = O n = \sqrt{\frac{\beta_1}{\alpha_1}}$ assymptotisch herab. Der Zweig H_2

beginnt bei $x = 0$ $n = \sqrt{\frac{\beta_1}{\alpha_1}}$ mit einer vertikalen Assymptote und verläuft für $x = \infty$ horizontal aus.

Man kann an der Figur erkennen, dass die Abscissen der Durchnittspunkte a_0 a_1 a_2 .... ausgedrückt werden können durch:

$$\varepsilon \mu = (2i + 1) \frac{\pi}{2} + \xi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (54)$$

wobei i jede beliebige positive ganze Zahl, 0 mit eingeschlossen und ξ eine im Verhältniss zu $(2i+1)\frac{\pi}{2}$ sehr kleine Grösse bezeichnet, die auf folgende Weise bestimmt wird. Es ist ganz genau $\operatorname{tang} \varepsilon \mu = - \operatorname{Cotg} \xi$, die Gleichung (53) kann daher geschrieben werden

$$-\left[(2i+1)\frac{\pi}{2} + \xi\right]\operatorname{Cotg} \xi = \frac{\left[(2i+1)\frac{\pi}{2} + \xi\right]^2\left(1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right) - \frac{\mathfrak{F} \lambda \varepsilon}{L a c} \frac{\gamma_2 \varepsilon}{\lambda}}{\left[(2i+1)\frac{\pi}{2} + \xi\right]^2 \frac{\lambda}{\gamma_1 \varepsilon} - \left(\frac{\mathfrak{F} \lambda \varepsilon}{L a c} + \frac{\gamma_2 \varepsilon}{\lambda}\right)} \quad (55)$$

Vernachlässigt man ξ gegen $(2i+1)\frac{\pi}{2}$, so wird dieser Ausdruck:

$$-\operatorname{Cotg} \xi = \frac{1}{2 i \pi} \frac{(2i+1)^2 \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \left(1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right) - \frac{\mathfrak{F} \lambda \varepsilon}{L a c} \frac{\gamma_2 \varepsilon}{\lambda}}{(2i+1)^2 \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{\lambda}{\gamma_1 \varepsilon} - \left(\frac{\mathfrak{F} \lambda \varepsilon}{L a c} + \frac{\gamma_1 \varepsilon}{\lambda}\right)} \quad . \quad (56)$$

Wir wollen diese Formel auf einen speziellen Fall anwenden, um zu zeigen, dass die Annahme (54) zulässig ist.

Ein Raum von 1000^{Kbm} sei umschlossen von Mauern von 1^m Dicke und 600^{qm} Oberfläche. In diesem Fall ist zu setzen, wenn die Stunde als Zeiteinheit angenommen wird:

$$\mathfrak{F} = 600, \quad L = 1000 \times 1{\cdot}3 = 1300^{Klg}, \quad c = 0{\cdot}237, \quad c_1 = 0{\cdot}2$$

$$\gamma_1 = \gamma_2 = 18, \ \lambda = 0{\cdot}8, \quad \varrho = 2000, \quad a = \frac{\lambda}{c_1 \varrho} = \frac{1}{500}, \ \varepsilon = 1^m$$

$$\frac{\lambda}{\gamma_1} = 0{\cdot}04, \quad \frac{\gamma_2}{\lambda} = 22{\cdot}5, \quad \frac{\mathfrak{F} \lambda}{L a c} = 800$$

und man findet:

$$-\operatorname{Cotg} \xi = \frac{31{\cdot}8}{2i+1} \frac{(2i+1)^2 - 3648}{(2i+1)^2 - 8335} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (57)$$

Für $i =$	0	1	2	3	4	5	∞
wird $\operatorname{Cotg} \xi =$	− 14	− 4·6	− 3	− 2	− 1·5	− 1·2	0
$\xi =$	− 4°	− 12°	− 18°	− 26°	− 33°	− 40° ...	90°
$\frac{(2i+1)\frac{\pi}{2} + \xi}{(2i+1)\frac{\pi}{2}} =$	0·96	0·96	0·96	0·96	0·96	0·96	1·00

Hieraus sieht man, dass die Annahme (54) zulässig ist und dass man sogar setzen kann:

$$\mu \varepsilon = (2i+1)\frac{\pi}{2} + \xi = 0\cdot 96\,(2i+1)\frac{\pi}{2} \quad . \quad . \quad . \quad (57)$$

Für diesen Werth von $\mu \varepsilon$ wird

$$m = \frac{\lambda \mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}\lambda}{L a c}\frac{1}{\mu} = 0\cdot 06\,(2i+1)\frac{1}{\varepsilon} - \frac{533\,\varepsilon}{2i+1} \quad . \quad (58)$$

und nun findet man

für $i =$	1	2	4	10	46	100	144	200	500
$\mu \varepsilon =$	4·5	7·5	13·5	31·5	141	302	433	601	1500
$m =$	− 176	− 106	− 58	− 25	0	+ 9·4	+ 15·5	+ 22·7	+ 60

Die Grösse m hat also sowohl für kleine als auch für grosse Werthe von i einen grossen numerischen Werth. Für $i = 46$ wird jedoch $m = 0$ und ind der Nähe von $i = 46$ wird m sehr klein.

Berechnen wir noch den Werth der Exponentialgrösse $e^{-\beta t}$ welche in unseren Formeln erscheint. Es ist:

$$\beta = a\,\mu^2 = \frac{\lambda}{c_1\,\varrho}\left[\frac{0\cdot 96\,(2i+1)}{\varepsilon}\,\frac{\pi}{2}\right]^2$$

$$\beta = \frac{(2i+1)^2}{222} \text{ demnach } e^{-\beta t} = e^{-\frac{(2i+1)^2\,t}{222}} \quad . \quad (59)$$

Man findet:

für $i =$	0	7	46	100
$\mu \varepsilon =$	1·5	22·5	141	302
$m =$	− 533	− 34	0	+ 9·4
$\beta =$	122	1	39	182

Aus diesen Werthen von β ersicht man, dass in der Summe alle Glieder vernachlässiget werden dürfen, für welche i gleich oder grösser als 7 ist. Hierdurch werden aber unsere allgemeinen Ausdrücke ungemein vereinfacht, denn nun wird vermöge des Ausdruckes (51), wenn m numerisch gross ist,

$$m\,\mathfrak{D} = \frac{2}{\varepsilon}\int_0^{\varepsilon}[\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\cos \mu x\,d\,x \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (60)$$

$$\frac{\mathfrak{D}}{\mu} = \frac{2}{\varepsilon}\,\frac{\int_0^{\varepsilon}[\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\cos \mu x\,d\,x}{\frac{0\cdot 09\,(2i+1)^2}{\varepsilon^2} - 800}$$

oder auch, weil $2i+1$ nicht grösser als 15 genommen zu werden braucht

$$\frac{\mathfrak{D}}{\mu} = -\frac{1}{400\,\varepsilon}\int_0^{\varepsilon}[\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\cos\mu\,x\,d\,x \quad . \quad . \quad . \quad (61)$$

oder auch, weil $m\,\mu$ gleich $-\frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,a\,c}$ wird, wenn i nicht grösser als 7 ist

$$\frac{\mathfrak{D}}{\mu} = -\frac{L\,a\,c}{\mathfrak{F}\,\lambda}\;\frac{2}{\varepsilon}\int_0^{\varepsilon}[\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\cos\mu\,x\,d\,x \quad . \quad . \quad (62)$$

Wir erhalten nunmehr folgende Resultate:

$$\mu\,\varepsilon = 0{\cdot}96\;(2\,i+1)\;\frac{\pi}{2}$$

$$\left.\begin{aligned} u &= \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x \\ &+ \frac{2}{\varepsilon}\,\Sigma\, e^{-\frac{\overline{0\,96}^{\,2}\,\pi^2\,\lambda}{4\,c_1\,\varrho\,\varepsilon^2}(2\,i+1)^2\,t}\left\{\cos\mu\,x\int_0^{\varepsilon}[\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\cos\mu\,x\,d\,x\right\}\end{aligned}\right\} \quad (63)$$

$$\left.\begin{aligned} T &= \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) \\ &+ \frac{2}{\varepsilon}\;\Sigma\; e^{-\frac{\overline{0\,96}^{\,2}\,\pi^2\,\lambda}{4\,c_1\,\varrho\,\varepsilon^2}(2\,i+1)^2\,t}\left\{\int_0^{\varepsilon}[\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\cos\mu\,x\,d\,x\right\}\end{aligned}\right\} \quad (64)$$

Diese zwei Gleichungen sind nicht im Widerspruch; sie harmoniren, denn setzt man in (63) $x=0$, so wird $u=\Delta$, demnach

$$\Delta = \mathfrak{A} + \frac{2}{\varepsilon}\;\Sigma\; e^{-\beta\,t}\int_0^{\varepsilon}[\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\cos\mu\,x\,d\,x$$

Zieht man diesen Ausdruck von T ab, so findet man:

$$T - \Delta = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) - \mathfrak{A}$$

oder wegen (12)

$$T - \Delta = \frac{W}{\mathfrak{F}}\;\frac{1}{\gamma_1}, \qquad W = \mathfrak{F}\,\gamma_1\,(T - \Delta)$$

was richtig ist.

Für die früher angegebenen numerischen Daten wird:

$$u = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x + \frac{2}{\varepsilon}\,\Sigma\, e^{-\left(\frac{2\,i+1}{\varepsilon}\right)^2\frac{t}{222}}\left\{\cos\mu\,x\int_0^{\varepsilon}[\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\cos\mu\,x\,dx\right\} \quad (65)$$

$$\left\{\begin{aligned} &T = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}\right) \\ &+ \frac{2}{e}\,\Sigma\, e^{-\left(\frac{2i+1}{e}\right)^2 \frac{t}{222}} \int_0^e [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}x)] \cos\mu x\, dx \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; (66)$$

$$\mu e = 0{\cdot}96\,(2i+1)\frac{\pi}{2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (67)$$

Wir wollen diese Ergebnisse noch mehr spezialisiren, indem wir annehmen, dass die Temperatur in allen Punkten der Mauer, so wie auch die Temperatur der eingeschlossenen Luft beim Beginn der Anheizung constant und gleich der äusseren Lufttemperatur ist. Wir setzen also:

$$\varphi(x) = \mathfrak{T}, \quad T_0 = \mathfrak{T} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (68)$$

und dann wird:

$$\int_0^e [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}x)] \cos\mu x\, dx = \int_0^e (\mathfrak{T} - \mathfrak{A} - \mathfrak{B}x) \cos\mu x\, dx$$

$$= (\mathfrak{T} - \mathfrak{A}) \int_0^e \cos\mu x\, dx - \mathfrak{B}\int_0^e x\cos\mu x\, dx$$

$$= (\mathfrak{T} - \mathfrak{A})\,\frac{\sin\mu e}{\mu} - \mathfrak{B}\left(\frac{e\sin\mu e}{\mu} + \frac{\cos\mu e - 1}{\mu^2}\right)$$

$$= (\mathfrak{T} - \mathfrak{A} - \mathfrak{B}e)\,\frac{\sin\mu e}{\mu} - \mathfrak{B}\,\frac{\cos\mu e - 1}{\mu^2}$$

und wegen (12) und (13):

$$= -\frac{W}{\mathfrak{F}\gamma_2}\,\frac{\sin\mu e}{\mu} + \frac{W}{\mathfrak{F}\lambda}\,\frac{\cos\mu e - 1}{\mu^2}$$

Hierdurch wird (65) und (66):

$$\left\{\begin{aligned} &u = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}x \\ &+ \frac{2}{e}\,\frac{W}{\mathfrak{F}\gamma_2}\,\Sigma\, e^{-\left(\frac{2i+1}{e}\right)^2 \frac{t}{222}}\,\frac{\cos\mu x}{\mu}\left[\frac{\gamma_2}{\lambda\mu}(\cos\mu e - 1) - \sin\mu e\right] \end{aligned}\right\} \quad (69)$$

$$\left\{\begin{aligned} &T = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}\right) \\ &+ \frac{2}{e}\,\frac{W}{\mathfrak{F}\gamma_2}\,\Sigma\, e^{-\left(\frac{2i+1}{e}\right)^2 \frac{t}{222}}\,\frac{1}{\mu}\left[\frac{\gamma_2}{\lambda\mu}(\cos\mu e - 1) - \sin\mu e\right] \end{aligned}\right\} \quad (70)$$

oder besser geschrieben

$$\left.\begin{array}{c} u = \mathfrak{A} + \mathfrak{B} x \\ - 2 \frac{W}{\mathfrak{F} \gamma_2} \Sigma e^{-\left(\frac{2i+1}{\varepsilon}\right)^2 \frac{t}{222}} \frac{\cos \mu x}{\mu \varepsilon} \left[\sin \mu \varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} (1 - \cos \mu \varepsilon)\right] \end{array}\right\} (69)$$

$$\left.\begin{array}{c} T = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}} \left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) \\ - 2 \frac{W}{\mathfrak{F} \gamma_2} \Sigma e^{-\left(\frac{2i+1}{\varepsilon}\right)^2 \frac{t}{222}} \frac{1}{\mu \varepsilon} \left[\sin \mu \varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} (1 - \cos \mu \varepsilon)\right] \end{array}\right\} (70)$$

Wir wollen diese Ausdrücke einer Prüfung durch eine numerische Rechnung unterwerfen.

Für die früher angegebenen Daten, nämlich für:

$\mathfrak{F} = 600$, $L = 1300$, $c = 0 \cdot 237$, $c_1 = 0 \cdot 2$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 18$, $\lambda = 0 \cdot 8$

$\varrho = 2000$, $a = \frac{\lambda}{c_1 \varrho} = \frac{1}{500}$, $\varepsilon = 1$, $\frac{\lambda}{\gamma_1} = 0 \cdot 04$, $\frac{\gamma_2}{\lambda} = 22 \cdot 5$

$\frac{\mathfrak{F} \lambda}{L a c} = 800$ und wenn man annimmt: $\mathfrak{T} = -16^\circ$, $T_1 = +16^\circ$, findet man:

$$\frac{W}{\mathfrak{F}} = \frac{T_1 - \mathfrak{T}}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}} = 23 \cdot 5, \quad \frac{W}{\mathfrak{F} \gamma_2} = 1 \cdot 3, \quad \frac{2}{\varepsilon} \frac{W}{\mathfrak{F} \gamma_2} = 2 \cdot 6$$

$i =$	0	1	2	3	4	5
$\overline{\mu \varepsilon}^0 =$	90 - 3·6	3×90—11	5×90—18	7×90—25	9×90—32	11×90—40
$\overline{\mu \varepsilon} =$	1·5	4·5	7·5	10 5	13·5	16·5
$\frac{\gamma_2}{\lambda \mu} =$	15	5	3	2·14	1·66	1·36
$\beta =$	$\frac{1}{222}$	$\frac{1}{24 \cdot 6}$	$\frac{1}{8 \cdot 8}$	$\frac{1}{4 \cdot 53}$	$\frac{1}{2 \cdot 74}$	$\frac{1}{1 \cdot 83}$
$\sin \mu \varepsilon =$	+ 0·99	— 0 98	+ 0·95	— 0·90	+ 0·84	— 0·77
$1 - \cos \mu \varepsilon =$	0·939	1·19	0·69	1·42	0·47	1·64
$\frac{\sin \mu \varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} (1 + \cos \mu \varepsilon)}{\mu \varepsilon}$	10	1·1	0·4	0·20	0·12	0 09

Setzen wir in (70) $t = 0$, so wird $T = \mathfrak{T}$, demnach muss werden

$$\frac{W}{\mathfrak{F}} \left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) = 2 \frac{W}{\mathfrak{F} \gamma_2} \Sigma \frac{\sin \mu \varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} (1 - \cos \mu \varepsilon)}{\mu \varepsilon}$$

Es ist aber

$$\frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1}+\frac{1}{\gamma_2}+\frac{\varepsilon}{\lambda}\right) = 32$$

dagegen

$$2\frac{W}{\mathfrak{F}\gamma_2}\Sigma\frac{\sin\mu\varepsilon+\frac{\lambda_2}{\mu\varepsilon}(1-\cos\mu\varepsilon)}{\mu\varepsilon} = 2{\cdot}6\,(10+1{\cdot}1+0{\cdot}4+0{\cdot}12+0{\cdot}09+)$$
$$= 33^0$$

was gewiss sehr gut stimmt, wenn man berücksichtiget, dass die transcendente Gleichung nur annähernd gelöst worden ist.

Berechnen wir noch vermittelst (70) die Temperaturen für verschiedene Werthe von t

$t =$ o	1	2	3	4	5 Stunden
$T = -16^0$	. . .	. . .	. . .	. . .	$+5^0$

Man kann in der Vereinfachung der Ausdrücke für u und T noch weiter gehen. Wie diese numerische Rechnung zeigt, ist nur das dem Werth $i = 0$ entsprechende Glied der Summe Σ von Belang, man begeht daher keinen merklichen Fehler, wenn wir von der Summe nur das erste Glied (für $i = 0$) nehmen.

Unter dieser Voraussetzung erhalten wir:

$$u = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x - 24{\cdot}6\frac{W}{\mathfrak{F}\gamma_2}\cos\left(86{\cdot}4\,\frac{x}{\varepsilon}\right)e^{-\frac{t}{222\,\varepsilon^2}}$$

$$T = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1}+\frac{1}{\gamma_2}+\frac{\varepsilon}{\lambda}\right) - 24{\cdot}6\,\frac{W}{\mathfrak{F}\gamma_2}\,e^{-\frac{t}{222\,\varepsilon^2}}$$

Hieraus folgt auch

$$W = \frac{(T-\mathfrak{T})\,\mathfrak{F}}{\frac{1}{\gamma_1}+\frac{1}{\gamma_2}+\frac{\varepsilon}{\lambda}-\frac{24{\cdot}6}{\gamma_2}\,e^{-\frac{t}{222\,\varepsilon^2}}}$$

Diese Gleichung bestimmt die Wärmemenge, welche während des Anheizens in jeder Stunde entwickelt werden muss, damit nach Verlauf der Zeit von t Stunden eine Temperatur T eintritt. Nennt man W_1 die Wärmemenge, welche im Beharrungszustand (beim Nachheizen) in jeder Stunde entwickelt werden muss, damit die Temperatur T, nachdem sie einmal eingetreten ist, dauernd verbleibt, so ist:

$$W_1 = \frac{\mathfrak{F}\,(T-\mathfrak{T})}{\frac{1}{\gamma_1}+\frac{1}{\gamma_2}+\frac{\varepsilon}{\lambda}}$$

demnach wird:

$$\frac{W}{W_1} = \frac{1}{1 - \frac{24 \cdot 6}{\gamma_2 \left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right)} e^{-\frac{t}{222 \varepsilon^2}}} = \frac{1}{1 - e^{-\frac{t}{222 \varepsilon^2}}}$$

oder annähernd, weil $e^{-\frac{t}{222 \varepsilon^2}} = 1 - \frac{t}{222 \varepsilon^2}$ gesetzt werden kann, so lange t nicht gross ist,

$$\frac{W}{W_1} = \frac{222 \varepsilon^2}{t}$$

und

$$W = \frac{\mathfrak{F} (T - \mathfrak{T})}{\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right)\left(1 - e^{-\frac{t}{222 \varepsilon^2}}\right)}$$

$$W = \frac{\mathfrak{F} (T - \mathfrak{T})\, 222 \varepsilon^2}{\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) t}$$

Gleichzeitiges Anheizen und Ventiliren. Wir wollen noch den Fall behandeln, wenn während der Anheizung auch gleichzeitig ventilirt wird. Auch wollen wir annehmen, dass die Umschliessungsflächen theils aus Mauern, theils aus Glasfenstern bestehen.

Es sei $\mathfrak{F}$ die Mauerflächen, $\mathfrak{F}_1$ die Fensterflächen, k der Wärmedurchgangscoeffizient für die Mauer, k_1 der Coefficient für den Durchgang der Wärme durch die Glasfenster, l die Luftmenge in Kilogrammen, welche in jeder Stunde durch die Ventilationseinrichtung dem Raum im erwärmten Zustand zugeführt, und in jeder Stunde abgeleitet wird, η die Temperatur der zugeleiteten Luft, T zur Zeit t die Temperatur der entweichenden Luft. Wir wollen auch noch annehmen, dass der Raum auch noch durch eine Ofenheizung stündlich W Wärmeeinheiten erhalte.

Unter diesen Umständen wird die Aufgabe durch folgende Gleichungen charakterisirt:

$$\frac{du}{dt} = a \frac{d^2 u}{dx^2} \quad \dots\dots\dots\dots \quad (1)$$

$$a = \frac{\lambda}{c_1 \varrho} \quad \dots\dots\dots\dots \quad (2)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=\varepsilon} + \frac{\gamma_2}{\lambda} (\Theta - \mathfrak{T}) = 0 \quad \dots\dots\dots \quad (3)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=o} + \frac{\gamma_1}{\lambda}(T - \Delta) = o \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

$$W\,dt + l\,c(\eta - T)\,dt - L\,c\,d\,T = (T - \Delta)\,\gamma_1\,\mathfrak{F}\,dt + \mathfrak{F}_1\,k_1\,(T - \mathfrak{T})\,dt \quad (5)$$

Für $t = o$ soll sein $T = T_o$, $u = \varphi(x)$ . . . . . . (6)

Der Gleichung (1) wird entsprochen, wenn man setzt:

$$u = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x + \Sigma\, e^{-\beta t}(\mathfrak{C}\cos\mu\,x + \mathfrak{D}\sin\mu\,x) \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Hieraus folgt, weil für $x = o$, $u = \Delta$ und für $x = \varepsilon$, $u = \Theta$ werden soll:

$$\Delta = \mathfrak{A} + \Sigma\, e^{-\beta t}\,\mathfrak{C} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

$$\Theta = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,\varepsilon + \Sigma\, e^{-\beta t}(\mathfrak{C}\cos\mu\,\varepsilon + \mathfrak{D}\sin\mu\,\varepsilon) \quad . \quad . \quad (9)$$

Durch Differenziation von (7) erhält man:

$$\frac{du}{dx} = \mathfrak{B} - \Sigma\, e^{-\beta t}\mu\,(\mathfrak{C}\sin\mu\,x - \mathfrak{D}\cos\mu\,x) \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

demnach:

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=o} = \mathfrak{B} + \Sigma\, e^{-\beta t}\mu\,\mathfrak{D} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=\varepsilon} = \mathfrak{B} - \Sigma\, e^{-\beta t}\mu\,(\mathfrak{C}\sin\mu\,\varepsilon - \mathfrak{D}\cos\mu\,\varepsilon) \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Vermittelst dieser Ausdrücke (9) und (12) wird die Gleichung (3):

$$\left\{\begin{array}{l} \mathfrak{B} - \Sigma\, e^{-\beta t}\mu\,(\mathfrak{C}\sin\mu\,\varepsilon - \mathfrak{D}\cos\mu\,\varepsilon) \\ + \frac{\gamma_2}{\lambda}\left[\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,\varepsilon + \Sigma\, e^{-\beta t}(\mathfrak{C}\cos\mu\,\varepsilon + \mathfrak{D}\sin\mu\,\varepsilon) - \mathfrak{T}\right] \end{array}\right\} = o$$

Da diese Gleichung für jeden Werth von t bestehen muss, hat man:

$$\mathfrak{B} + \frac{\gamma_2}{\lambda}(\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,\varepsilon - \mathfrak{T}) = o \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

$$-\mu\,(\mathfrak{C}\sin\mu\,\varepsilon - \mathfrak{D}\cos\mu\,\varepsilon) + \frac{\gamma_2}{\lambda}(\mathfrak{C}\cos\mu\,\varepsilon + \mathfrak{D}\sin\mu\,\varepsilon) = o$$

Hieraus folgt:

$$\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{D}} = \frac{\cos\mu\,\varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda\,\mu}\sin\mu\,\varepsilon}{\sin\mu\,\varepsilon - \frac{\gamma_2}{\lambda\,\mu}\cos\mu\,\varepsilon} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Vermittelst (8) und (11) wird die Gleichung (4):

$$T = \mathfrak{A} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mathfrak{B} + \Sigma e^{-\beta t}\left(\mathfrak{G} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\mathfrak{D}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Das Differentiale dieses Ausdruckes nach t gibt:

$$\frac{dT}{dt} = -\Sigma e^{-\beta t}\beta\left(\mathfrak{G} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\mathfrak{D}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

(15) und (16) in (5) eingeführt, findet man:

$$(W + l c \eta + \mathfrak{F}_1 k_1 \mathfrak{T}) - (l c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1)\left[\mathfrak{A} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mathfrak{B} + \Sigma e^{-\beta t}\left(\mathfrak{G} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\mathfrak{D}\right)\right]$$
$$+ L c \Sigma e^{-\beta t}\beta\left(\mathfrak{G} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\mathfrak{D}\right) + \gamma_1 \mathfrak{F}\left(\mathfrak{A} + \Sigma e^{-\beta t}\,\mathfrak{G}\right) = 0$$

Da auch diese Gleichung für jeden Werth von t bestehen soll, so hat man:

$$W + l c \eta + \mathfrak{F}_1 k_1 \mathfrak{T} - (l c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1)\left(\mathfrak{A} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mathfrak{B}\right) + \gamma_1 \mathfrak{F}\mathfrak{A} = 0 \quad (17)$$

$$-(l c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1)\left(\mathfrak{G} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\mathfrak{D}\right) + L c \beta\left(\mathfrak{G} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\mathfrak{D}\right) + \gamma_1 \mathfrak{F}\mathfrak{G} = 0$$

Hieraus folgt:

$$\frac{\mathfrak{G}}{\mathfrak{D}} = \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\frac{L c \beta - l c - \gamma_1 \mathfrak{F} - k_1 \mathfrak{F}_1}{L c \beta - l c - k_1 \mathfrak{F}_1}$$

oder weil $\beta = a\mu^2$ ist:

$$\frac{\mathfrak{G}}{\mathfrak{D}} = \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\frac{L c a \mu^2 - (l c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1)}{L c a \mu^2 - (l c + k_1 \mathfrak{F}_1)} \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

Setzt man (14) gleich (18), so ergibt sich für μ die transcendente Gleichung:

$$\frac{\mathfrak{G}}{\mathfrak{D}} = m = \mu\,\frac{\lambda}{\gamma_1}\,\frac{\mu^2 - \frac{l c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1}{L a c}}{\mu^2 - \frac{l c + k_1 \mathfrak{F}_1}{L a c}} = \frac{\cos \mu \varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda \mu}\sin \mu \varepsilon}{\sin \mu \varepsilon - \frac{\gamma_2}{\lambda \mu}\cos \mu \varepsilon} \quad (19)$$

Setzt man zur Abkürzung

$$\left.\begin{aligned} \frac{l c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1}{L a c} &= b \\ \frac{l c + k_1 \mathfrak{F}_1}{L a c} &= b_1 \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

so wird (19):

$$\mu\,\frac{\lambda}{\gamma_1}\,\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1} = \frac{1 + \frac{\gamma_2}{\lambda \mu}\operatorname{tang} \mu \varepsilon}{\operatorname{tang} \mu \varepsilon - \frac{\gamma_2}{\lambda \mu}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

Hieraus folgt:

$$\mu\,\varepsilon\,\mathrm{tang}\,\mu\,\varepsilon = \frac{1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1}}{\mu\frac{\lambda}{\gamma_1}\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1} - \frac{\gamma_2}{\mu\,\lambda}}\,\mu\,\varepsilon \quad \ldots \quad (22)$$

$$\mu\,\varepsilon\,\mathrm{tang}\,\mu\,\varepsilon = \frac{\mu^2\left(1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right) - \left(b_1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\,b\right)}{\mu^2\frac{\lambda}{\gamma_1}(\mu^2 - b) - \frac{\gamma_2}{\lambda}(\mu^2 - b_1)}\,\mu^2\,\varepsilon \quad . \quad (23)$$

Nun handelt es sich abermals um die Einführung des Initial-Zustandes.

Behandelt man auch in diesem Falle die Differenzialgleichung nach dem von *Poisson* gelehrten und Seite 401 angewendeten Verfahren, so gelangt man auch hier zur Gleichung (38), Seite 402, und man findet, dass auch hier die in der grossen Klammer der Gleichung (38) enthaltenen trigonometrischen Ausdrücke verschwinden, dass dagegen

$$-\mu\,m_1 + \mu_1\,m = \mu\,\mu_1\,\frac{\lambda}{\gamma_1}\left(\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1} - \frac{\mu_1^2 - b}{\mu_1^2 - b_1}\right)$$

und man findet statt der Gleichung (41), Seite 403:

$$\frac{d}{d\,t}\int_0^\varepsilon X_1\,\xi\,d\,x = \Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,e^{-\beta t}\,\mu\,\mu_1\,\frac{\lambda}{\gamma_1}\left(\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1} - \frac{\mu_1^2 - b}{\mu_1^2 - b_1}\right) - a\,\mu_1^2\int_0^\varepsilon \xi\,X_1\,d\,x$$

Hieraus folgt:

$$\int_0^\varepsilon X_1\,\xi\,d\,x = +\,\Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{e^{-\beta t}}{\beta_1 - \beta}\,\mu\,\mu_1\,\frac{\lambda}{\gamma_1}\left(\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1} - \frac{\mu_1^2 - b}{\mu_1^2 - b_1}\right) + \mathfrak{H}\,e^{-\beta_1 t}$$

Für $t = o$ soll $u = \varphi(x)$, mithin $\xi = \varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)$ werden, daher erhält man:

$$\int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\,X_1\,d\,x = \Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{1}{\beta_1 - \beta}\,\mu\,\mu_1\,\frac{\lambda}{\gamma_1}\left(\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1} - \frac{\mu_1^2 - b}{\mu_1^2 - b_1}\right) + \mathfrak{H}$$

Durch Elimination von $\mathfrak{H}$ folgt aus diesen zwei Gleichungen:

$$\int_0^\varepsilon X_1\,\xi\,d\,x = \left\{\begin{array}{l} \Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{e^{-\beta t} - e^{-\beta_1 t}}{\beta_1 - \beta}\,\mu\,\mu_1\,\frac{\lambda}{\gamma_1}\left(\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1} - \frac{\mu_1^2 - b}{\mu_1^2 - b_1}\right) \\ \quad + e^{-\beta_1 t}\int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\,X_1\,d\,x \end{array}\right.$$

Setzt man für das allgemeine β und μ die individuellen Werthe

β_1 und μ_1, so verschwindet das Summenglied welchem $\beta = \beta_1$ entspricht; wir erhalten daher:

$$\int_0^\varepsilon X_1 \xi_1 \, dx = e^{-\beta_1 t} \int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] X_1 \, dx$$

und wenn man

$$X_1 = \mathfrak{D}_1 (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x)$$

$$\xi_1 = e^{-\beta t} (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x) \mathfrak{D}_1$$

setzt,

$$\int_0^\varepsilon e^{-\beta_1 t} \mathfrak{D}_1^2 (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x)^2 \, dx$$

$$= e^{-\beta_1 t} \int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] \, \mathfrak{D}_1 (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x) \, dx$$

und hieraus folgt endlich:

$$\mathfrak{D} = \frac{\int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] (m \cos \mu x + \sin \mu x)}{\int_0^\varepsilon (m \cos \mu x + \sin \mu x)^2 \, dx} \quad . \; . \; (24)$$

Aus den Gleichungen (13) und (17) findet man für $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ folgende Werthe:

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{T} + \frac{\left(1 + \frac{\gamma_2}{\lambda} \varepsilon\right) (W + l c \eta - \mathfrak{T} l c)}{\left(1 + \frac{\gamma_2}{\lambda} \varepsilon\right) (l c + k_1 \mathfrak{F}_1) + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} (l c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1)} \quad . \; . \; (25)$$

$$\mathfrak{B} = - \frac{\frac{\gamma_2}{\lambda} (W + l c \eta - \mathfrak{T} l c)}{\left(1 + \frac{\gamma_2}{\lambda} \varepsilon\right) (l c + k_1 \mathfrak{F}_1) + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} (l c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1)} \quad . \; . \; (26)$$

Hiermit ist unsere Aufgabe in analytischer Hinsicht gelöst und es kommt nun weiter darauf an, die Lösung für praktische Rechnungen zu vereinfachen, was durch eine angenäherte Auflösung der transcendenten Gleichung geschehen kann.

Auflösung der transcendenten Gleichung. Diese Gleichung (23) ist:

$$\mu \varepsilon \tang \mu \varepsilon = \frac{\mu^2 \left(1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right) - \left(b_1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} b\right)}{\mu^2 \frac{\lambda}{\gamma_1} (\mu^2 - b) - \frac{\gamma_2}{\lambda} (\mu^2 - b_1)} \mu^2 \varepsilon \quad . \; . \; (23)$$

Alles was im vorhergehenden Problem über die Auflösung der transcendenten Gleichung (53), Seite 407, gesagt wurde, findet auf die vorliegende Gleichung seine Anwendung.

Wir dürfen annehmen, dass der Gleichung (23) ein Genüge geleistet wird, wenn man setzt:

$$\mu\, e = (2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2} + \zeta \quad \ldots \ldots \quad (27)$$

wobei ζ eine im Verhältniss zu $(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2}$ kleine Grösse bezeichnet, und i jede ganze positive Zahl (Null mit eingeschlossen) bedeutet.

Nun ist:

$$\operatorname{tang} \mu\, e = \operatorname{tang}\left[(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2} + \zeta\right] = -\operatorname{Cotg} \zeta$$

Führt man diesen Werth von $\operatorname{tang} \mu\, e$ in die Gleichung (23) ein und setzt für μ, $(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2}$, vernachlässiget demnach ζ, so findet man:

$$\left\{ -\operatorname{Cotg} \zeta = (2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2} \times \frac{\left[(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2}\right]^2 \left(1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right) - \left(b_1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\,b\right)}{\left[(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2}\right]^2 \frac{\lambda}{\gamma_1} \left\{\left[(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2}\right]^2 - b\right\} - \frac{\gamma_2}{\lambda} \left\{\left[(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2}\right]^2 - b_1\right\}} \right\} \quad (28)$$

Diese Gleichung gibt annähernd den Werth der Korrektur ζ.

Das Erkalten. Betrachten wir nun den Vorgang der Abkühlung eines Raumes und der denselben einschliessenden Wände.

Die Abkühlung beginnt von dem Augenblick an, in welchem die Heizung aufhört, also von dem Augenblick an, in welchem die Luft des Raumes keine Wärme empfängt. Hat die Heizung, welche der Abkühlung vorherging, lange genug gedauert, so ist am Anfang der Abkühlung ein Beharrungszustand vorhanden, für welchen man hat, Tafel XVIII, Fig. 6,

$$W = (T_1 - \Delta_1)\,\gamma_1\,\mathfrak{F} = (\Theta_1 - \mathfrak{T})\,\gamma_2\,\mathfrak{F} = (\Delta_1 - \Theta_1)\,\frac{\lambda}{e}\,\mathfrak{F} \quad . \quad . \quad (1)$$

woraus folgt:

$$\left.\begin{aligned} T_1 &= \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}\right) \\ \Delta_1 &= \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}\right) \\ \Theta_1 &= \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}\,\gamma_2} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Während des Aktes der Abkühlung, d. h. nachdem derselbe durch die Zeit t gedauert hat, ist:

$$\frac{du}{dt} = a \frac{d^2 u}{dx^2} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (3)$$

$$a = \frac{\lambda}{c_1 \varrho} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=\varepsilon} + \frac{\gamma_1}{\lambda}(\Theta - \mathfrak{T}) = o \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=o} + \frac{\gamma_1}{\lambda}(T - \varDelta) = o \quad \ldots \ldots \quad (6)$$

$$- L c d T = (T - \varDelta) \gamma_1 \mathfrak{F} dt \quad \ldots \ldots \ldots \quad (7)$$

Für $t = o$ ist $u_1 = \mathfrak{A} + \mathfrak{B} x \quad \ldots \ldots \ldots \quad (8)$

Der Gleichung (3) wird entsprochen, wenn man nimmt:

$$u = \mathfrak{M} + \mathfrak{N} x + \Sigma e^{-\beta t} (\mathfrak{C}_1 \cos \mu x + \mathfrak{D}_1 \sin \mu x) \quad \ldots \quad (9)$$

$$\beta = a \mu^2 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (10)$$

Für $t = \infty$ muss offenbar $u = \mathfrak{T}$ werden, demnach

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{T}, \quad \mathfrak{N} = o$$

daher:

$$u = \mathfrak{T} + \Sigma e^{-\beta t} (\mathfrak{C}_1 \cos \mu x + \mathfrak{D}_1 \sin \mu x) \quad \ldots \ldots \quad (11)$$

Hieraus folgt:

$$\varDelta = \mathfrak{T} + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{C}_1 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (12)$$

$$\Theta = \mathfrak{T} + \Sigma e^{-\beta t} (\mathfrak{C}_1 \cos \mu \varepsilon + \mathfrak{D}_1 \sin \mu \varepsilon) \quad \ldots \quad (13)$$

$$\frac{du}{dx} = - \Sigma e^{-\beta t} \mu (\mathfrak{C}_1 \sin \mu x - \mathfrak{D}_1 \cos \mu x) \quad \ldots \quad (14)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=o} = + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{D}_1 \mu \quad \ldots \ldots \ldots \quad (15)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=\varepsilon} = - \Sigma e^{-\beta t} \mu (\mathfrak{C}_1 \sin \mu \varepsilon - \mathfrak{D}_1 \cos \mu \varepsilon) \quad . \quad (16)$$

Die Gleichung (5) wird:

$$-\Sigma e^{-\beta t} \mu (\mathfrak{C}_1 \sin \mu \varepsilon - \mathfrak{D}_1 \cos \mu \varepsilon) + \frac{\gamma_2}{\lambda} \left| \Sigma e^{-\beta t} (\mathfrak{C}_1 \cos \mu \varepsilon + \mathfrak{D}_1 \sin \mu \varepsilon) \right] = o$$

$$-\mu (\mathfrak{C}_1 \sin \mu \varepsilon - \mathfrak{D}_1 \cos \mu \varepsilon) + \frac{\gamma_2}{\lambda} (\mathfrak{C}_1 \cos \mu \varepsilon + \mathfrak{D}_1 \sin \mu \varepsilon) = o$$

$$\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{D}_1} = \frac{\cos \mu \varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} \sin \mu \varepsilon}{\sin \mu \varepsilon - \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} \cos \mu \varepsilon} \quad \ldots \ldots \quad (17)$$

Die Gleichung (6) wird:

$$\Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{D}_1 \mu + \frac{\gamma_1}{\lambda} \left(T - \mathfrak{T} - \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{C}_1 \right) = o$$

$$T = \mathfrak{T} + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{C}_1 - \frac{\lambda}{\gamma_1} \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{D}_1 \mu \quad \ldots \quad (18)$$

Hieraus folgt durch Differenziation

$$\frac{dT}{dt} = -\Sigma e^{-\beta t} \beta \mathfrak{C}_1 + \frac{\lambda}{\gamma_1} \Sigma e^{-\beta t} \beta \mu \mathfrak{D}_1 \quad \ldots \quad (19)$$

(18) und (19) in (7) eingeführt, folgt:

$$-Lc \left(-\Sigma e^{-\beta t} \beta \mathfrak{C}_1 + \frac{\lambda}{\gamma_1} \Sigma e^{-\beta t} \beta \mu \mathfrak{D}_1 \right)$$

$$= \begin{pmatrix} \mathfrak{T} + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{C}_1 - \frac{\lambda}{\gamma_1} \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{D}_1 \mu \\ - \mathfrak{T} - \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{C}_1 \end{pmatrix} \gamma_1 \mathfrak{F}$$

oder:

$$-Lc \left(-\Sigma e^{-\beta t} \beta \mathfrak{C}_1 + \frac{\lambda}{\lambda_1} \Sigma e^{-\beta t} \beta \mu \mathfrak{D}_1 \right) = \gamma_1 \mathfrak{F} \left(-\frac{\lambda}{\gamma_1} \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{D}_1 \mu \right)$$

$$-Lc \left(-\beta \mathfrak{C}_1 + \frac{\lambda}{\gamma_1} \beta \mu \mathfrak{D}_1 \right) = -\mathfrak{F} \lambda \mathfrak{D} \mu$$

$$\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{D}_1} = \lambda \mu \left(\frac{1}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{Lc\beta} \right)$$

oder wegen $\beta = a \mu^2$:

$$\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{D}_1} = \lambda \left(\frac{\mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{Lac} \frac{1}{\mu} \right) \quad \ldots \ldots \quad (20)$$

wegen (17) und (20) hat man:

$$\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{D}_1} = \frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{D}} = m = \lambda \left(\frac{\mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{Lac} \frac{1}{\mu} \right) = \frac{\cos \mu \varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} \sin \mu \varepsilon}{\sin \mu \varepsilon - \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} \cos \mu \varepsilon} \quad (21)$$

Dies ist die transcendente Gleichung für μ.

Die Gleichung (18) wird, wenn man für $\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{D}}$ den Werth aus (20) einführt:

$$T = \mathfrak{T} + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{D}_1 \left(+ \frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{D}_1} - \frac{\lambda}{\gamma_1} \mu \right)$$

$$T = \mathfrak{T} + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{D}_1 \left(+ \frac{\lambda \mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F} \lambda}{L a c} \frac{1}{\mu} - \frac{\lambda}{\gamma_1} \mu^2 \right)$$

$$T = \mathfrak{T} - \frac{\mathfrak{F} \lambda}{L a c} \Sigma e^{-\beta t} \frac{\mathfrak{D}_1}{\mu} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (22)$$

Für $\mathfrak{D}_1$ findet man, wie beim Anheizen:

$$\mathfrak{D}_1 = \frac{\int_0^\varepsilon (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x - \mathfrak{T})] (m \cos \mu x + \sin \mu x) \, d x}{\int_0^\varepsilon (m \cos \mu x + \sin \mu x)^2 \, d x} \quad \ldots \quad (23)$$

Dieses $\mathfrak{D}_1$ ist gleich $- \mathfrak{D}$, denn beim Anheizen steht eigentlich $\mathfrak{T} - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)$.

Weil hier wie beim Anheizen eine genügende Genauigkeit erreicht wird, wenn man von der Summe nur das erste Glied nimmt, für welches $i = 0$, demnach $\mu \varepsilon = (2 i + 1) \frac{\pi}{2} = \frac{\pi}{2}$ ist, m dagegen sehr gross, und zwar $m = - \frac{\mathfrak{F} \lambda}{L a c} \frac{1}{\mu}$, so wird:

$$m \, \mathfrak{D}_1 = \frac{2}{\varepsilon} \int_0^\varepsilon (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x - \mathfrak{T}) \cos \mu x \, d x$$

$$\frac{\mathfrak{D}_1}{\mu} = - \frac{2}{\varepsilon} \frac{L a c}{\mathfrak{F} \lambda} \int_0^\varepsilon (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x - \mathfrak{T}) \cos \mu x \, d x$$

und nun wird:

$$u = \mathfrak{T} + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{D}_1 \left(\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{D}_1} \cos \mu x + \sin \mu x \right) = \mathfrak{T} + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{D}_1 (m \cos \mu x + \sin \mu x)$$

$$u = \mathfrak{T} + \left[\frac{2}{\varepsilon} \int_0^\varepsilon (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x - \mathfrak{T}) \cos \mu x \, d x \right] \cos \mu x \; e^{-\beta t}$$

$$T = \mathfrak{T} + \frac{2}{\varepsilon} \; e^{-\beta t} \int_0^\varepsilon (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x - \mathfrak{T}) \cos \mu x \, d x$$

$$\int_0^\varepsilon (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x - \mathfrak{T}) \cos \mu x \, d x = (\mathfrak{A} - \mathfrak{T}) \int_0^\varepsilon \cos \mu x \, d x + \mathfrak{B} \int_0^\varepsilon x \cos \mu x \, d x$$

$$= \frac{\mathfrak{A} - \mathfrak{T}}{\mu} \int_0^{\varepsilon} \cos \mu x \, d(\mu x) + \frac{\mathfrak{B}}{\mu^2} \int_0^{\varepsilon} \mu x \cos \mu x \, d(\mu x)$$

$$= \frac{\mathfrak{A} - \mathfrak{T}}{\mu} \sin \mu \varepsilon + \frac{\mathfrak{B}}{\mu^2} (\mu \varepsilon \sin \mu \varepsilon + \cos \mu \varepsilon - 1)$$

$$= \frac{(\mathfrak{A} + \mathfrak{B} \varepsilon - \mathfrak{T}) \sin \mu \varepsilon}{\mu} - \mathfrak{B} \frac{1 - \cos \mu \varepsilon}{\mu^2}$$

oder wegen $\mu \varepsilon = \frac{\pi}{2}$, $\sin \mu \varepsilon = 1$, $\cos \mu \varepsilon = 0$:

$$\frac{2}{\varepsilon} \int_0^{\varepsilon} (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x - \mathfrak{T}) \cos \mu x \, d x = \left[\frac{\mathfrak{A} + \mathfrak{B} \varepsilon - \mathfrak{T}}{\frac{\pi}{2 \varepsilon}} - \frac{\mathfrak{B}}{\left(\frac{\pi}{2 \varepsilon}\right)^2} \right] \frac{2}{\varepsilon}$$

$$= \frac{4}{\pi} \left(\mathfrak{A} + \mathfrak{B} \varepsilon - \mathfrak{T} - \frac{2 \varepsilon}{\pi} \mathfrak{B} \right)$$

$$u = \mathfrak{T} + \frac{4}{\pi} \left(\mathfrak{A} + \mathfrak{B} \varepsilon - \mathfrak{T} - \frac{2 \varepsilon}{\pi} \mathfrak{B} \right) \cos \mu x \, e^{-\beta t}$$

$$u = \mathfrak{T} + \frac{4}{\pi} \left(\mathfrak{A} + \mathfrak{B} \varepsilon - \mathfrak{T} - \frac{2 \varepsilon}{\pi} \mathfrak{B} \right) \cos \frac{\pi}{2} \frac{x}{\varepsilon} \, e^{-a \left(\frac{\pi}{2 \varepsilon}\right)^2 t}$$

$$T = \mathfrak{T} + \frac{4}{\pi} \left(\mathfrak{A} + \mathfrak{B} \varepsilon - \mathfrak{T} - \frac{2 \varepsilon}{\pi} \mathfrak{B} \right) e^{-a \left(\frac{\pi}{2 \varepsilon}\right)^2 t}$$

Die Dampfheizung.

Allgemeine Beschreibung der Einrichtung einer Dampfheizung. Die wesentlichen Bestandtheile einer Dampfheizung sind: 1) eine vollständige Dampfkesseleinrichtung zur Erzeugung des Wasserdampfes; 2) ein vertikales Standrohr, um den Dampf vom Kessel aus in die verschiedenen Stockwerke des zu heizenden Gebäudes zu leiten; 3) die Wärmeröhren, welche die Wärme des Dampfes an die Luft der Räume abgeben, die geheizt werden sollen.

Tafel XVIII., Fig. 7 und 8 zeigen einen Grund- und Aufriss der Einrichtung einer Dampfheizung für ein Fabrikgebäude. A ist der in einem Anbau aufgestellte Dampfapparat, a ist das Standrohr, b_1 b_2 b_3 sind die Wärmeröhren in den einzelnen Stockwerken, die je nach der Breite des Gebäudes in jedem Stockwerk aus zwei oder drei Zweigröhren bestehen. Das Standrohr a wird gewöhnlich mit Hanf oder Stroh umwickelt, weil dasselbe nur zur Fortleitung und Vertheilung, nicht aber zur Wärmeabgabe dient. Die Wärmeröhren b_1 b_2 b_3 .... liegen nicht horizontal, sondern haben vom Standrohr

an eine schwache Steigung, so dass das Wasser, das sich durch die Condensation des Dampfes bildet, von selbst in den Dampfkessel zurückfliesst, so dass dem Kessel durch eine Handpumpe oder durch eine von der Transmission aus zu treibende Pumpe nur die geringe Wassermenge zu ersetzen ist, welche durch undichten Verschluss der Röhren verloren geht. Dies Standrohr wird jederzeit aus Gusseisen hergestellt, die Wärmeröhren wurden in früheren Zeiten zuweilen aus Kupfer gefertigt, werden aber gegenwärtig meistens aus Gusseisen oder zuweilen aus Schmiedeeisenblech hergestellt. Die Verbindung der Röhren geschieht nicht mit Muffen, sondern mit Flantschen. Die Wärmeröhren werden entweder in schmiedeeisernen Schleifen, Fig. 9, an die Decke gehängt oder in gusseiserne Träger, Fig. 10, gelegt, die an die Säulen der Arbeitssäle geschraubt werden. Diese Träger verdienen der Aufhängung in Schleifen vorgezogen zu werden. An den Enden der Wärmeröhren werden Hahnen angebracht, um die atmosphärische Luft, welche sich mit der Zeit in den Röhren ansammelt, durch den Dampf austreiben zu können, wenn die Anheizung beginnt. Die Wirkung des ganzen Apparates ist leicht zu verstehen. Die Wärme der Verbrennungsgase dringt durch die Kesselwände in den Dampfkessel ein und bewirkt die Verdampfung des Wassers. Jedes Wasseratom wird dabei mit einer Hülle von schwingendem Aether umgeben, diese Dampfdynamiden stossen sich wechselseitig ab, werden dadurch durch die Wärmeröhren getrieben, verlieren aber an den weniger warmen Wänden der Wärmeröhren ihre schwingende Bewegung, werden dadurch zu Wasser condensirt und fliessen als Wasserdynamiden in den Kessel zurück. Der Dampf trägt also die Wärme (die Aetherschwingung) nach den Wärmeröhren, um sie dort an die Wände abzugeben.

Diese Dampfheizung hat mehrere vortreffliche Eigenschaften: 1) die Uebertragung der Wärme nach dem zu erwärmenden Raum, so wie die Vertheilung derselben in dem Raum geschieht mit grösster Leichtigkeit in sehr vollkommener und gleichförmiger Weise, 2) Feuersgefahr ist durchaus nicht vorhanden, wenn der Kessel in einen besonderen Anbau verlegt und sonst in geeigneter Weise angelegt und behandelt wird, 3) der Brennstoffaufwand ist mässig, wenn der Kessel hinreichende Heizfläche hat, so dass die Verbrennungsgase in einem ziemlich abgekühlten Zustande in das Kamin entweichen. Die Nachtheile der Dampfheizung sind: 1) die Dampfheizung ist nicht wohl anwendbar, wenn die verschiedenen Räume eines Gebäudes ungleich erwärmt werden sollen, 2) die Dampfheizung gibt wenig Nachwärmung, denn wenn die Heizung im

Kessel aufhört, dauert die Erwärmung nur noch so lange fort, bis der im Kessel und in den Wärmeröhren enthaltene Dampf condensirt ist; 3) die Wärmeröhren sind eine Unzierde für solche Lokalitäten, in welchen gefälliges Ansehen gefordert wird; 4) die Einrichtung ist ziemlich kostspielig; 5) die Dampfheizung gibt keine Ventilation.

Regeln für die Anlage einer Dampfheizung. Die für die Anlage einer Dampfheizung zu bestimmenden Hauptdaten sind: 1) die Heizfläche oder Pferdekraft des Dampfkessels, 2) die Oberfläche der Wärmeröhren.

Nennt man:

W die Wärmemenge, welche stündlich zur Heizung der Lokalität erforderlich ist,

F die Heizfläche des Kessels,

f die Oberfläche der Dampfröhren,

t die Temperatur des Dampfes im Kessel und in den Röhren,

$\mathfrak{I}$ die Temperatur, welche in dem zu erwärmenden Raum eintreten und dauernd vorhanden sein soll,

T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost,

T_1 die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsgase den Kessel verlassen und in das Kamin eintreten.

Dies vorausgesetzt hat man, wenn der Dampfapparat ein Kesselapparat ist:

$$F = \frac{W}{23} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t}{T_1 - t}}{T_0 - T_1}$$

$$f = \frac{W}{12\,(t - \mathfrak{I})}$$

In der Regel ist für eine Dampfheizung zu setzen:

$$T_0 = 1000^\circ, \quad T_1 = 300^\circ, \quad t = 110^\circ, \quad \mathfrak{I} = 14^\circ$$

und dann wird:

$$F = \frac{W}{10400}, \quad f = \frac{W}{1152}$$

Beispiel. Es sei ein Fabrikgebäude mit drei Stockwerken zu heizen. Die Flächen der Umfangsmauern, der Decke des obersten Stockwerkes und der Boden des untersten Stockwerkes machen zusammen 7600^{qm} aus. Die Oberfläche aller Fenster 760^{qm}. Die mittlere Mauerdicke sei 0·60^{m} (Bruchstein). Die äussere Temperatur der Luft

in den kältesten Wintertagen — 14°, die Temperatur in den Arbeitssälen soll + 14° sein, dann ist nach Seite 395:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}} = 1{\cdot}16$$

demnach wird:

$$W = 1{\cdot}2\,[7600 \times 1{\cdot}16\,(14 + 14) + 760 \times 3{\cdot}66 \times (14 + 14)] = 389659$$

daher

$$F = \frac{389659}{11400} = 34{\cdot}2 \quad f = \frac{389659}{1152} = 338^{qm}$$

Beträgt die Länge sämmtlicher Dampfröhren $3\,(100 + 100) = 600^m$, so wird der Durchmesser $d = \frac{338}{600 \times 3{\cdot}14} = 0{\cdot}2^m$.

Wassercirkulationsheizung.

Fundamentalversuch, auf welchem die Wassercirkulationsheizung beruht. Nimmt man eine Glasröhre, welche die Form eines Rechteckes hat, Tafel XVIII., Fig. 11, füllt dieselbe mit Wasser, stellt sie vertikal aufrecht und erwärmt die Ecke a über einer Weingeistflamme, so entsteht in der Röhre eine Cirkulation des Wassers nach der Richtung der Pfeile. Die Cirkulation erfolgt anfangs langsam, dann schneller, nimmt aber zuletzt allmählig ab und hört ganz auf. Nimmt man aber einen in kaltes Wasser getauchten Schwamm und legt denselben an das Röhrenstück, in welchem der Strom niedergeht, so wird die Cirkulation wiederum lebhaft und dauert continuirlich fort, so lange die Flamme einerseits erwärmend, der Schwamm andererseits erkaltend fortwirkt.

Nimmt man eine lange in sich selbst zurückkehrende mit Wasser gefüllte Röhre, Fig. 12, windet einen Theil derselben spiralig zusammen und setzt diesen Theil in einen Ofen, lässt dagegen den übrigen Theil der Röhre durch Räume ziehen, in welchen eine niedrige Temperatur herrscht und die erwärmt werden sollen, so vertritt die Ofenheizung die Flamme des Fundamentalversuches, und kalte Luft der Räume ersetzt den erkaltenden Schwamm. Es entsteht also auch hier eine Cirkulation des Wassers in dem in sich selbst zurückkehrenden Rohr. Das Wasser verlässt nun die Röhre mit hoher Temperatur, cirkulirt durch die ausserhalb des Ofens befindlichen Röhrentheile, wird allmählig an den Wänden abgekühlt und kehrt in die im Ofen befindliche Spirale zurück, um neuerdings erwärmt zu werden und abermals eine zweite Cirkulation zu beginnen. Auf diesen Thatsachen beruhen die Wassercirkulationsheizungen, deren

es zwei Arten gibt, die wir Niederdruck- und Hochdruckheizung nennen wollen. Bei der Niederdruckheizung wird das Wasser im Ofen nur mässig bis zu circa 80° erwärmt, wird zur Erwärmung nicht ein Spiralrohr, sondern eine Art Kesselapparat angewendet und haben die Röhren, welche die Wärme des Wassers abgeben, einen Durchmesser von 6 bis 10^{cm}.

Bei der Hochdruckwasserheizung wird das Wasser im Ofen sehr stark erwärmt, herrscht im Innern der Röhre ein äusserst heftiger Druck von über 100 Atmosphären, geschieht die Erwärmung vermittelst einer spiraligen Röhre und besteht die ganze Cirkulationsröhre aus Röhren von nur $1{\cdot}5^{cm}$ innerem, dagegen 3^{cm} äusserem Durchmesser. Diese Hochdruckwasserheizung wurde zuerst von *Perkins* eingeführt.

Ursache der Cirkulation. Um für die Anordnung solcher Cirkulationsheizungen rationelle Regeln aufstellen zu können, muss man zuerst über die Ursache im Klaren sein, welche die Cirkulation hervorbringt und dauernd unterhält. Es muss ein motorischer Grund vorhanden sein, denn das Wasser erleidet insbesondere bei der Hochdruckwasserheizung an den Wänden der engen und ausgedehnten Röhren einen beträchtlichen, von der Geschwindigkeit der Cirkulation abhängigen Reibungswiderstand, der durch eine motorische Kraft überwunden werden muss. An Erklärungen hat es bisher nicht gefehlt, allein die bisher aufgestellten sind unrichtig.

Bereits *Perkins* war der Meinung, dass der Grund der Cirkulation in der Verschiedenheit des spezifischen Gewichtes der aufsteigenden und niedersinkenden Wassersäule zu suchen sei, allein diese Ansicht ist unrichtig, denn die Wassermenge, dem Gewicht nach, welche in einer bestimmten Zeit, z. B. in jeder Sekunde, aufsteigt, ist eben so gross als jene, welche in der gleichen Zeit niedersinkt. Die Wirkung, welche die niedersinkende Säule entwickelt, ist daher eben so gross als jene, welche die aufsteigende Säule konsumirt, bleibt also kein Ueberschuss zur Ueberwindung des grossen Reibungswiderstandes übrig.

Wenn die Differenz der spezifischen Gewichte der Wassersäulen die Ursache der dauernden Cirkulation des Wassers wäre, müsste die Geschwindigkeit der Cirkulation wesentlich vom Vertikalabstand des höchsten Punktes der Cirkulation über den niedrigsten Punkt derselben abhängen, würde daher eine Cirkulationsheizung zur Erwärmung eines thurmartigen Raumes ganz anders anzuordnen sein, als eine Cirkulationsheizung zur Erwärmung eines horizontalen kanalartigen Raumes. Dies ist aber, wie die Erfahrung

gezeigt hat, nicht der Fall, es ist im Gegentheil erfahrungsgemäss, dass es auf die Art der Erstreckung des zu erwärmenden Raumes gar nicht ankommt, und dass nur allein wegen der Anheizung ein gewisser Höhenunterschied nothwendig ist.

Nach unserer Ansicht ist die Ursache der Cirkulation und der Ueberwindung des dabei vorkommenden starken Reibungswiderstandes in der Arbeit zu suchen, welche die Wärme des Ofens entwickelt, indem sie das in den Röhren enthaltene Wasser rasch ausdehnt. Denken wir uns eine Röhre a b, Tafel XVIII, Fig. 13, bei c d mit Schiesspulver, von d bis b mit schweren massiven und von a bis c mit leichten Hohlkugeln geladen. Wird das Pulver entzündet, so werden die schweren massiven Kugeln nach rechts, die leichten Hohlkugeln nach links aus der Röhre getrieben, allein der grösste Theil der Wirkungsgrösse, welche das Pulver während seiner Expansion entwickelt, geht in die leichten Kugeln über, und nur ein geringer Theil in die schweren, ja diese Wirkungsgrössen, welche die Kugeln aufnehmen, verhalten sich genau verkehrt wie die Massen derselben, ähnlich wie bei einer Geschützkugel und dem Geschützrohr. Dass dieses Beispiel zur Erklärung der Wassercirkulation deutlich ist, wird man wohl zugeben. An die Stelle des Pulvers tritt die ausdehnende Kraft der Wärme, welche im Ofen das Wasser erwärmt und ausdehnt. Die schweren und leichten Kugeln werden durch die kalte niedersinkende und durch die warme aufsteigende Wassersäule vertreten.

Einrichtung der Niederdruckheizungen. Bei dieser Heizmethode geschieht die Erwärmung des cirkulirenden Wassers nicht in Röhren, sondern in einem ganz mit Wasser gefüllten Gefäss, das wie ein gewöhnlicher Dampfkessel (cylindrisch mit halbkugelförmigen Enden) geformt und entweder in horizontaler Lage oder in vertikaler Stellung in einen Ofen eingesetzt und eingemauert wird Tafel XVIII., Fig. 14. Die Erwärmungsröhren sind aus Gusseisen, erhalten 6 bis 8^{cm} Durchmesser, beginnen an einem der höchsten Punkte des Kessels, durchziehen die zu erwärmenden Räume und treten zuletzt in einem der tiefsten Punkte der Kesselwand in den Kessel ein. Man kann je nach Umständen eine einzige oder mehrere Cirkulationen anbringen; meistens geschieht das letztere. Da die Temperatur des Wassers in den Wärmeröhren von dem Austrittspunkte a an bis an den Rückkehrpunkt b nach einem gewissen Gesetz abnimmt, so ist die Wärmemenge, welche ein Meter Röhrenstück m abgibt, abhängig von der Länge a m und nimmt in dieser Länge allmählig ab. Um aber dennoch wenigstens eine annähernd gleichmässige Erwärmung zu

bewirken, wird jederzeit ein Vorlauf a c und ein Rücklauf c b übereinandergelegt, in welchem Falle die Summe der Temperaturen eines Punktes m im Vorlauf und des daneben befindlichen Punktes m_1 des Rücklaufes nahezu constant ist. Diese Summe würde vollkommen constant sein, wenn eine ganz gleichförmige Abnahme der Temperatur in der Röhre stattfände, was nicht der Fall ist, indem die Temperaturabnahme nach einem Exponentialgesetz erfolgt.

Diese Niederdruckheizungen werden vorzugsweise zur Erwärmung der Pflanzenhäuser gebraucht, und sind zu diesem Behufe sehr geeignet. Sie geben eine gleichförmige, mässige Erwärmung, können ohne Schwierigkeit dicht hergestellt und unterhalten werden, gewähren eine günstige Verwendung des Brennstoffes, haben aber insbesondere die für Treibhäuser sehr wesentliche Eigenschaft, dass sie wegen der grossen in den Röhren enthaltenen Wassermenge sehr lange nachwärmen, nachdem die Heizung des Kessels aufgehört hat. Wenn mit der Heizung Morgens um 5 Uhr begonnen und bis Abends 10 Uhr fortgesetzt wird, bleibt es die Nacht hindurch hinreichend warm.

Tafel XIX., Fig. 1 u. 2 zeigt die Einrichtung einer Niederdruckheizung eines Pflanzenhauses.

a ist der Dampfkessel, von demselben gehen vier Cirkulationen b_1 b_2 b_3 b_4 aus. Dieselben sind in gemauerte Kanäle gelegt, welche sich unter den Platten befinden, auf welche die Pflanzentöpfe gestellt werden.

Diese Wassercirkulationsheizung kann auch zuweilen zur Lufterwärmung benutzt werden. Tafel XIX., Fig. 3 zeigt ein Wassercirkulationscalorifer. a ist der Dampfkessel, b eine gemauerte Kammer, in welche bei c reine atmosphärische Luft eintritt, und nachdem sie erwärmt worden ist, durch die Oeffnung d nach einem Kanal entweicht, der sie nach ihrem Bestimmungsort leitet. In der Kammer sind die Cirkulationsröhren aufgestellt. Die Cirkulation erfolgt nach abwärts, die Luftströmung nach aufwärts, der Apparat ist daher ein Gegenstromapparat.

Diese Cirkulationsheizung kann auch zur Erwärmung von Wohngebäuden gebraucht werden. Tafel XIX., Fig. 4 zeigt eine solche Heizung. a ist der Dampfkessel, b_1 b_2 b_3 sind mit Wasser gefüllte Blechgefässe (Oefen), das Wasser geht durch die Röhren c c in die Höhe und durch die Röhren d d in den Kessel zurück.

Man kann auch Dampf- und Wasserheizungen combiniren. Diese Heizmethode ist in mehreren Krankenhäusern in Paris ausgeführt worden, die Einrichtung ist im Wesentlichen folgende. In jedem Stockwerk jedes Flügels des grossen Gebäudes ist ein Wasser-

cirkulationsapparat aufgestellt, der aus einem Kessel a und aus den Cirkulationsröhren b c besteht, Fig. 5. Dieser Kessel wird aber nicht direkt geheizt, sondern es ist zu diesem Behufe im Kellerraum ein Dampfkessel aufgestellt, der mit einer den Kessel durchziehenden Dampfcirkulationsröhre versehen ist. Der Dampf steigt durch e auf, geht durch eine in dem Kessel angebrachte Spirale, erwärmt dadurch das Wasser, setzt es in b und c in Cirkulation, wird aber durch die Wärmeabgabe condensirt, und das Condensationswasser fliesst durch f in den Kessel zurück.

Diese Beispiele werden genügen, um die Anwendbarkeit dieser Niederdruckwasserheizung zu erkennen.

Heizfläche des Kessels und Oberfläche der Wärmeröhren für Niederdruckwasserheizungen.

Nennen wir:

W die Wärmemenge, welche stündlich zur Erwärmung des Raumes nothwendig ist,

T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost des Dampfkessels,

T_1 die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsgase den Kessel verlassen,

t_0 die Temperatur, mit welcher das Cirkulationswasser in den Kessel eintritt,

t_1 die Temperatur, mit welcher das Cirkulationswasser den Kessel verlässt,

Δ die Temperatur, welche in dem zu erwärmenden Raum eintreten soll,

F die Heizfläche des Kessels,

f die Oberfläche der Wärmeröhren,

$k = 23$ den Wärmedurchgangscoeffizienten.

Sowohl der Vorgang der Wärmeübertragung an das Wasser, als auch jener der Erwärmung der Luft ist demjenigen analog, der bei einem sogenannten Kesselapparat statt findet; wir erhalten daher:

$$F = \frac{W}{k} \frac{\operatorname{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}}{T_0 - t_1}$$

$$f = \frac{W}{k} \frac{\operatorname{lognat} \frac{t_1 - \Delta}{t_0 - \Delta}}{t_1 - t_0}$$

In der Regel darf man für Niederdruckcirculationen setzen:

$$T_0 = 1000, \quad T_1 = 300, \quad t_0 = 40, \quad t_1 = 80, \quad \Delta = 14^\circ$$

und dann findet man:

$$F = \frac{W}{11500}, \quad f = \frac{W}{1000}$$

Es sei für ein Pflanzenhaus eine solche Heizung einzurichten:

Länge des Pflanzenhauses . . . . 100^m
Breite . . . . 10^m
Fläche des Bodens, der schiefen Decke, der Rückwand
und der Erdfläche, zusammen . . . . 2840^{qm}
Glasfläche . . . . 800^{qm}
Temperaturdifferenz . . . . + 30°
Kontinuirliche Heizung, keine künstliche Ventilation.
Mauerdicke (Bruchstein) . . . . 0·6^m

Wir dürfen die Wärmeverluste durch den Boden und die Decke so hoch anschlagen, als durch die Rückwand, dann haben wir Wärmeverluste durch Boden, Decke, Rückwand, Erdfläche:

$$30 \times 2840 \times 1{\cdot}16 \;\ldots\ldots\; = 98832$$

Wärmeverlust durch die Glasfläche:

$$30 \times 800 \times 3{\cdot}66 \;\ldots\ldots\; = 87840$$

Summe der Verluste . . . W = 186672

Wir erhalten daher:

$$F = \frac{186672}{11500} = 16^{qm}, \quad f = \frac{186672}{1000} = 187^{qm}$$

Nehmen wir vier Cirkulationen an, jede zu $2 \times 100 = 200^m$ Länge, so wird der Durchmesser der Röhren:

$$4\, d\, \pi\, 200 = 187, \quad d = 0{\cdot}072^m$$

Einrichtung der Hochdruckwassercirkulations-Heizungen. Eine solche Heizung besteht aus folgenden Theilen: 1) dem Spiralofen, welcher die Röhrenwindung enthält, die die Wärme der Verbrennungsgase aufzunehmen hat; 2) dem System der Wärme- oder Cirkulationsröhren, die die aufgenommene Wärme an den zu erwärmenden Raum abzugeben haben; 3) einem Sicherheits- und Nachfüllungsapparat, durch welchen die Röhren stets mit Wasser gefüllt werden, der aber auch ein Bersten der Röhren zu verhüten hat. Diese Bestandtheile der ganzen Einrichtung haben wir nun zu erklären.

Der Spiralofen wird aus feuerfesten Backsteinen aufgemauert und enthält zwei Kammern, die erste enthält den Rost und Feuerungsherd, die zweite ist zur Aufnahme der Spirale bestimmt. Die Cirkulation der Verbrennungsgase soll so geleitet werden, dass die

Bewegungsrichtung der Verbrennungsgase längs der Spirale jener des Wassers in der Spirale entgegengesetzt ist, so dass also ein Gegenstromapparat entsteht. Dies ist hier sehr wesentlich, indem das Wasser sehr stark erhitzt werden soll. Tafel XIX., Fig. 6 und 7 zeigt einen Spiralofen mit einer Spirale, Fig. 8 und 9 ist ein Spiralofen mit zwei in einander gewundenen Spiralen. Die Zeichnungen sind so klar, dass sie wohl keiner Erklärung bedürfen.

Das System der Wärmeröhren besteht gewöhnlich aus zwei Theilen. Ein Theil der Wärmeröhren wird gewöhnlich in kleinen im Boden angebrachten Kanälen längs den Umfassungsmauern der zu erwärmenden Räume hingeleitet. Diese Kanäle werden durch eiserne Gitterplatten gedeckt. Tafel XIX., Fig. 10 zeigt einen solchen Kanal mit Röhren. Ein anderer Theil der Röhren wird spiralig zusammengewunden und mit einem Gehäuse aus Eisenblech oder aus dünnen Gussplatten umgeben. Das Ganze bildet einen Wärmeofen, durch welchen in dem zu erwärmenden Raum so zu sagen ein Wärmecentrum entsteht, das reichlich Wärme liefert. Die Wärmeröhren der allgemeinen Cirkulation gehen nach dem Ofen, durchlaufen denselben und setzen dann ihren Weg weiter fort in andere Räume, welche ebenfalls Umlaufröhren und derlei Cirkulationsöfen erhalten können. Gewöhnlich richtet man diese Cirkulationsöfen in der Weise ein, dass man das Wasser durch dieselben cirkuliren oder neben vorbei leiten kann. Diese Oefen sind in den Figuren 11 bis 14 dargestellt. Fig. 11 und 12 ist ein Ofen mit nur einer Cirkulation, bei a tritt die Röhre ein, bei b tritt sie aus, bei c ist ein Zweiweghahn, der so gestellt werden kann, dass das Wasser durch alle Windungen gehen muss und zuletzt bei b austritt oder dass es blos die Krümmmung a c d b durchläuft. Fig. 13 und 14 ist ein Ofen mit zwei Windungen, jede derselben ist mit einem Zweiweghahn versehen. Fig. 15 zeigt die Einrichtung eines solchen Hahnes.

Der Apparat zur Versicherung gegen das Zerspringen der Röhren und zur Nachfüllung ist in Tafel XIX., Fig. 16 dargestellt. Derselbe wird über dem höchsten Punkt der Cirkulation aufgestellt. a ist ein Wassergefäss, b ist ein Rohr, das von dem höchsten Punkt der Cirkulation nach dem Wassergefäss geht, c ist ein Cylinder, in welchen ein unten kegelförmiger Stab gesteckt ist. Dieser Kegel dient als Ventil, er verschliesst die Mündung von b, e ist eine Belastung, die sich nach dem grössten Druck richtet, der in der Cirkulation eintreten darf, bei d, unmittelbar oberhalb des Kegelventils ist in der Wand von c eine Oeffnung, durch welche das Wasser aus b in das Gefäss a tritt, wenn der Druck den gestatteten Maxi-

maldruck überschreitet und in Folge dessen das belastete Ventil gehoben wird, f ist ein kleines Ventilgehäuse, es enthält ein nach aufwärts sich öffnendes konisches Ventil. Der Raum oberhalb des Ventils komunizirt vermittelst des Röhrenstückes g mit b, der Raum unterhalb dieses Ventiles kommunizirt durch das krumme Röhrenstück h mit dem Wasserkasten. Wird stark geheizt, so dehnt sich das Wasser in der ganzen Cirkulation gewaltig aus und wenn der zulässige Maximaldruck überschritten ist, wird das Gewicht e gehoben und fliesst das Wasser durch die Oeffnung d in das Gefäss a. Wird der Druck schwach oder hört er ganz auf, so wird das Ventil in c geschlossen und wenn der obere Theil der Röhre b kein Wasser enthält, fliesst das Wasser des Gefässes a durch h f g nach b.

Die Cirkulationsröhren sind aus Schmiedeeisen geschweisst. Der innere Durchmesser beträgt nur 1·25^{cm}, der äussere 2·5^{cm}, die Metalldicke 0·62^{cm}. Diese Röhren vermögen im kalten Zustand einem Druck von 200 Atmosphären zu widerstehen. Die im Spiralofen liegenden Röhren werden wenigstens aussen rothglühend, wodurch ihre Festigkeit sehr abnimmt. Die Verbindung der Röhren geschieht durch Verschraubungen und ist bereits in dem ersten Band, Seite 246, erklärt worden. Um die verschiedenen Windungen, Winkel, Ecken etc. der Cirkulation zu bilden, sind verschiedenartig geformte Verbindungsstücke nothwendig. Winkelstücke Tafel XIX., Fig. 17 und 18, Hufeisenstücke Fig. 19, T Stücke Fig. 20, Kreuzstücke Fig. 21. Die Anfertigung dieser Röhren ist ein besonderer Fabrikationszweig, denn es sind sehr verschiedene ganz spezifische Maschinen und Ofeneinrichtungen nothwendig, um alle dabei vorkommenden Prozeduren gut und mit mässigen Kosten durckzuführen. Die Fabrik von Herrn *Haak* in Augsburg befasst sich mit der Herstellung von solchen Wasserheizungen und ist mit allen zur Anfertigung der Röhren nothwendigen Maschinen, Oefen und Einrichtungen wohl ausgerüstet.

Vorausgesetzt, dass eine solche Wasserheizung ganz gut, solide und vollkommen dicht hergestellt wird, gewährt dieselbe mancherlei Vortheile. Insbesondere kann man jede beliebige dem Zweck des Gebäudes entsprechende Wärmevertheilung bewirken, man braucht nur in jedem besonderen Raum des Gebäudes so viel Röhren anzubringen, als erforderlich sind, damit in diesem Raum die vorgeschriebene Temperatur eintritt.

Soll die Temperatur eines bestimmten Raumes des Gebäudes je nach Umständen höher oder tiefer gehalten werden, so bringt man in demselben zunächst eine Umlaufcirkulation an, die das Mi-

nimum der Erwärmung gibt, die in dem Raum eintreten darf und stellt noch einen Wärmeofen auf, in dem man so viel Röhren anbringt, dass das verlangte Maximum der Temperatur eintritt, wenn man das Wasser sowohl durch den Umlauf als auch durch den Ofen cirkuliren lässt.

Der allgemeinen Anwendung dieser Wasserheizung stehen vorzugsweise die Kosten der Anschaffung im Wege. Man darf rechnen, dass eine solche Heizung wegen jedes schuhlangen Röhrenstückes einen Gulden kostet, und kann hiernach erkennen, dass es eine sehr kostspielige Einrichtung ist. Hinsichtlich des Brennstoffaufwandes kann diese Heizung unmöglich günstig sein, denn die Röhren der Ofenspirale sind fast ganz glühend, die Verbrennungsgase der Feuerung entweichen daher mit einer sehr hohen Temperatur in das Kamin.

Von besonderer praktischer Wichtigkeit ist die Beantwortung der Frage, wie lang möglicher Weise eine einzelne Cirkulation sein darf. Es scheint, dass diese Länge sehr gross sein kann, weil die Röhren eine ungemein grosse Festigkeit gewähren. Wenn es die Längenausdehnung der Lokalität erfordert, darf man der Cirkulation eine Länge von 500^m geben, allein wenn es die Lokalität gestattet, ist es gewiss immer räthlicher, die Länge der einzelnen Cirkulation nicht so gross zu machen, und die erforderliche Grösse der Erwärmungsfläche durch zwei, drei oder durch noch mehr Cirkulationen hervorzubringen. Für Lokalitäten von ungemein grosser Horizontalausdehnung wird man veranlasst, mehrere vollständige Einrichtungen getrennt von einander aufzustellen.

Bestimmung der Länge der Cirkulationsröhren. Vorausgesetzt, dass der Spiralofen so eingerichtet wird, dass die Bewegungsrichtung der Verbrennungsgase jener des Wassers in der Spirale entgegengesetzt ist, kann man den Spiralofen als einen Gegenstromapparat ansehen. Das System der Wärmeabgaberöhren muss aber als ein Kesselapparat betrachtet werden.

Nennt man:

W die Wärmemenge, welche stündlich zur vollständigen Heizung des ganzen Gebäudes nothwendig ist,

T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost,

T_1 die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsgase den Spiralofen verlassen,

t_0 die Temperatur, mit welcher das cirkulirende Wasser in die Spirale eintritt,

t_1 die Temperatur, mit welcher das Wasser die Spiralröhren verlässt und in die Wärmeröhren eintritt,

Δ die Temperatur, welche in dem zu erwärmenden Raum eintreten soll,

F die *innere* Fläche der Spirale, L die Länge,

f die innere Fläche der Wärmeröhren, l die Länge,

$k = 23$ den Wärmedurchgangscoeffizienten, so hat man nach Seite 352:

$$F = \frac{W}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{T_0 - T_1 - (t_1 - t_0)}$$

$$f = \frac{W}{k} \frac{\text{lognat} \frac{t_1 - \Delta}{t_0 - \Delta}}{t_1 - t_0}$$

In der Regel darf man für eine Hochdruckwasserheizung setzen:

$$T_0 = 1000, \quad T_1 = 300, \quad t_0 = 50, \quad t_1 = 150, \quad \Delta = 14$$

und dann wird:

$$F = \frac{W}{11300}, \quad f = \frac{W}{1720}, \quad f = 7\ F$$

Der innere Durchmesser der Röhren ist 0·0125, der äussere $0{\cdot}025^m$, es ist demnach $F = 0{\cdot}0125 \times 3{\cdot}142 \times L$, $f = 0.0125 \times 3{\cdot}142 \times l$, und es wird:

$$L = \frac{W}{425}, \quad l = \frac{W}{65} \text{ Meter.}$$

Um die Röhrenlänge zu bestimmen, welche erforderlich ist, um irgend einen speziellen Raum des Gebäudes bis zu einem vorgeschriebenen Grad zu erwärman, genügt es, wenn man die Rechnung in der Voraussetzung macht, dass in der ganzen Ausdehnung des Röhrenstückes, das diesen Raum zu erwärmen hat, die mittlere Temperatur $\frac{1}{2}(t_0 + t_1)$ statt findet.

Nennt man: W_1 die Wärmemenge, welche für die Heizung dieses speziellen Raumes nothwendig ist, f_1 die innere Fläche der zur Erwärmung des Raumes nothwendigen Wärmeröhren, Δ_1 die Temperatur, welche in dem Raum eintreten soll, so hat man:

$$k \left[\frac{1}{2}(t_0 + t_1) - \Delta_1\right] f_1 = W_1$$

$$f_1 = \frac{W_1}{k \left[\frac{1}{2}(t_0 + t_1) - \Delta_1\right]}$$

Für $k = 23$, $t_0 = 50°$, $t_1 = 150°$, $\Delta t = 14°$ wird:

$$f_1 = \frac{W_1}{1978}, \quad l_1 = \frac{W_1}{78}$$

was nahe mit obigem Werth von f harmonirt.

Einrichtung einer Wasserheizung für einen Bahnhof. Wir wollen als Beispiel eine Hochdruckwasserheizung für einen kleineren Bahnhof berechnen und anordnen.

Tafel XIX., Fig. 22. A Wartsaal I. und II. Klasse, B Stiegenhaus, C Gepäckbureau, D Billetbureau, E Dienerzimmer, F Wartsaal III. Klasse. Im oberen Stockwerk ist die Wohnung des Bahnhofdirektors und wird durch Oefen geheizt. Man darf aber annehmen, dass in der Regel nur das Wohnzimmer geheizt ist, dass also durch die Decken des unteren Stockwerkes Wärme verloren geht. B wird nicht geheizt. Die Fläche eines Fensters beträgt 3^{qm}, die Höhe der Säle $4{\cdot}5^{m}$. Man findet:

Lokalität	Abkühlungsflächen			
	Boden	Decke	Wände	Fenster
A	80	80	141	21
C	25	25	29	3
E	25	25	29	3
D	49	49	51	12
F	80	80	141	21

Die Wärmeverluste berechnen wir unter folgenden Voraussetzungen: 1) Temperaturdifferenz innerhalb und ausserhalb des Gebäudes 25°; 2) Heizung nur bei Tag, demnach Coeffizient wegen unterbrochener Heizung gleich 1·2; 3) Werthe von k für Boden und Decke $k = 0{\cdot}225$, für Wände $1{\cdot}16$, für die Fenster $3{\cdot}66$; 4) Länge der Spirale $\frac{W}{425}$; 5) Länge einer Wärmeröhre $\frac{W}{65}$.

Man findet die in nachstehender Tabelle enthaltenen Resultate:

Lokalität	Wärme-verluste	Länge der Wärmeröhren
A	8043	124
C	1625	25
E	1625	25
D	3663	57
F	8043	124
Summe	22999	355

Für die Disposition der Heizung ergibt sich nun Folgendes: Länge der Spirale $\frac{22999}{425} = 54^m$, Totallänge aller Wärmeröhren 355^m. Zwei Umfänge der Lokalitäten A und F haben eine Länge von 72^m; jede dieser Lokalitäten kann also hinreichend geheizt werden, entweder indem man den Röhrenstrang (Vor- und Rücklauf) zwei mal am Umfang herumleitet oder indem man den Röhrenstrang nur einmal herumleitet und den Rest von $124 - 72 = 52^m$ in einem Wärmeofen anbringt. Die Lokalitäten C und E haben 21^m Umfang, ein einfacher Umlaufstrang ist also zur Heizung derselben mehr als genügend. Die Lokalität D hat 28^m Umfang, ein einfacher Umlaufstrang ist also auch hier genügend.

Der Spiralofen, Fig. 22, befindet sich im Keller unter a. Der Strang tritt bei α in A ein, geht herum, dann durch den Wärmeofen a, hierauf durch den kleinen Wärmeofen bei c, dann um die Lokalität D herum oder auch noch durch die Mitte d_1, wodurch diese Leitung etwas länger ausfällt, als sie nach der Rechnung sein müsste, was aber nicht zu tadeln ist, indem insbesondere das Billetbureau gut geheizt werden soll. Aus D geht der Strang nach dem Ofen e und dann in den Ofen f, endlich um F herum und endigt bei ζ.

Da die ganze Cirkulation, Spirale und Wärmeröhren, nahe 400 Meter lang ist und jeder Meter zu 3 Gulden in Anschlag gebracht werden kann, so betragen die Kosten der Einrichtung circa 1200 Gulden, was gewiss nicht billig ist.

Ofenheizung.

Einleitendes. Der Ofen ist ein Verbrennungsapparat, welcher in dem Raum aufgestellt wird, welcher erwärmt werden soll. Die Wärme der Verbrennungsgase entweicht durch die Oberfläche des Ofens direkt in die zu erwärmende Luft, und zwar theils durch Ausstrahlung, theils durch Leitung. Die Hauptheile eines Ofens sind das aus Eisenblech, aus Gusseisen oder aus gebrannter Erde bestehende Verbrennungsgehäuse und das Ofenrohr aus Eisenblech, das jedoch zuweilen weggelassen wird. Die Heizung des Ofens geschieht zuweilen von aussen, gewöhnlich aber von innen. Bei einer guten Ofeneinrichtung kommen folgende Theile vor: 1) ein Aschenkasten, der so eingerichtet ist, dass durch denselben mehr oder weniger Luft unter den Rost geleitet werden kann; 2) die durch eine Thüre verschliessbare Einfeuerungsöffnung, durch welche der Brennstoff auf den Rost gebracht wird; 3) eine der Beschaffenheit des Brennstoffes angemessene Rosteinrichtung; zuweilen fehlt der Rost, was aber fehlerhaft ist, indem eine vollständige Verbrennung des Brennstoffes nur bewirkt werden kann, wenn die Luft, welche die Verbrennung bewirkt, nicht oberflächlich über den Brennstoff hinstreicht, sondern von unten herauf durch die Brennstoffmasse getrieben wird; 4) ein Ofenrohr, welches vorzugsweise die Bestimmung hat, dass gleich beim Beginn der Einheizung eine spürbare Erwärmung des Raumes veranlasst wird. Die wesentlichen Bedingungen einer guten Ofeneinrichtung bestehen darin, dass alles in Anwendung gebracht wird, was zu einer sehr vollkommenen Verbrennung des Brennstoffes hinwirkt und dass ferner der Ofen mit Einschluss des Ofenrohrs eine hinreichend grosse Wärmeausstrahlungsoberfläche darbietet. Eine ordentliche Rosteinrichtung mit geeigneter Luftzuführung und genügender Oberfläche zur Wärmeabgabe ist daher das Wesentliche; auch ist das Gegenstromprinzip zu beachten. Eiserne Oefen geben eine rasche Hitze, kühlen den Rauch gut ab, erfordern eine geringe Heizfläche, nehmen ein kleines Volumen ein, kühlen aber sehr rasch ab, so wie das Feuer in denselben erloschen ist, müssen daher, wenn eine gleichförmige, fortdauernde Erwärmung gefordert wird, fort und fort mit kleinen Quantitäten Brennstoff gespeist werden. Eiserne Oefen sind daher in den Fällen geeignet, wenn nicht eine gleichförmige Erwärmung gefordert wird, sondern wenn im Gegentheil nur zu bestimmten Stunden des Tages vorübergehend eine reichliche Erwärmung eintreten soll. Indessen, wenn man diese eisernen Oefen innen dick

mit Lehm bestreicht oder bei grösseren Dimensionen mit Backsteinen ausmauert, so nähert sich ihre Wirkung jener der Oefen aus gebrannter Erde. Um die unangenehme Wirkung der heftigen Wärmestrahlung der eisernen Oefen zu beseitigen, ist die Anwendung eines Ofenschirmes oder eines Blechmantels angemessen.

Die Oefen aus gebranntem Thon erwärmen sich langsam, geben aber, wenn einmal die Erwärmung eingetreten ist, eine milde, gleichmässige und nachhaltige Erwärmung, ohne belästigende Ausstrahlung und ohne Geruch zu verursachen, der bei eisernen Oefen durch Verbrennen von Staub entsteht, wenn sie rasch geheizt werden. Diese Thonöfen erfordern aber eine grössere Wärmefläche und nehmen einen grösseren Raum ein. Ein Blechrohr ist bei denselben nothwendig, damit gleich während des Anheizens einige Erwärmung entsteht. Hieraus geht hervor, dass diese Thonöfen den eisernen Oefen vorzuziehen sind, wenn eine andauernde gleichförmige Erwärmung gefordert wird, wie dies insbesondere für Wohnzimmer gewünscht wird. Bei beiden Arten von Oefen ist die innere Heizung der äusseren vorzuziehen, weil die erstere eine reichliche Ventilation verursacht und es auch in der Regel wünschenswerth ist, dass die Nachfeuerung durch die Personen, welche sich im Zimmer aufhalten, geschehen kann. Die äussere Heizung ist jedoch in den Fällen vorzuziehen, wenn es gewünscht wird, dass das Zimmer von dem dienenden Personal nicht betreten wird, und wenn Brennstoff angewendet wird, der einen unangenehmen Geruch verursachen kann, also bei Torfheizung. Auch ist diese äussere Heizung am Platze, wenn eine künstliche Ventilation herbeigeführt wird. Die Einrichtung der Oefen richtet sich auch nach dem Brennstoff, mit welchem geheizt wird. Die Wahl desselben wird im Allgemeinen durch die Preise bestimmt. Wenn der Preisunterschied zwischen Steinkohlen und Holz nicht gross ist, ist die Holzfeuerung wegen ihrer grösseren Reinlichkeit und leichteren Bedienung der Oefen vorzuziehen, eben so auch, wenn nur die Annehmlichkeit, die Kosten aber nicht besonders in Anschlag zu bringen sind.

Alle Ofenheizungen haben die nachtheilige Eigenschaft, dass sich die von dem Ofen ausgehende Wärme nicht gleichförmig durch die Räume verbreitet. Die Strahlung, wie auch die Leitung der Wärme bringen Erwärmungen hervor, bei welchen die Temperatur vom Ofen weg ziemlich rasch abnimmt. Eine gleichförmige Vertheilung der Wärmemenge durch den ganzen Raum kann nur bewirkt werden, wenn eine lebhafte Luftcirkulation herbeigeführt werden kann. Grössere Räume, z. B. Versammlungssäle, Hörsäle erfordern deshalb die Anwendung mehrerer Oefen.

Heizfläche der Oefen. Die Heizfläche eines Ofens besteht aus denjenigen Theilen der Wandungen, welche einerseits im Innern mit den Verbrennungsgasen, andererseits aussen mit der Luft des zu erwärmenden Raumes in Berührung stehen. Bei einem gewissen Volumen des Ofens erhält man durch Anwendung von engen Röhren die grösste Heizfläche. Die Grösse der Heizfläche richtet sich theils nach der Konstruktion des Ofens, nach dem Brennmaterial, insbesondere aber nach dem Material, aus welchem der Ofen besteht. Die gusseisernen Oefen erfordern die kleinste Heizfläche, Oefen aus Eisenblech eine beträchtlich grössere, Thonöfen die grösste Heizfläche. Nach den Erfahrungen von *Peclet* sind die Wärmemengen, welche *Ein* Quadratmeter Heizfläche stündlich abgibt, 1) für Oefen aus gebrannter Erde 1600 Wärmeeinheiten, 2) für Oefen aus Gusseisen 4000 Wärmeeinheiten, 3) für Oefen aus Eisenblech 1500 Wärmeeinheiten. Nennt man also W die Wärmemenge, welche stündlich zur Erwärmung eines Raumes erforderlich ist, F die Heizfläche des Ofens in Quadratmetern, so hat man:

a) für Oefen aus gebrannter Erde $F = \frac{W}{1600}$

b) für Oefen aus Gusseisen . . $F = \frac{W}{4000}$

c) für Oefen aus Eisenblech . . $F = \frac{W}{1500}$

Die Anwendung dieser Regel mag durch folgende Beispiele erklärt werden.

1) Es soll eine Ofenheizung für ein Studirzimmer angeordnet werden:

Tiefe des Zimmers . . . . 7^m
Breite . . . . $3{\cdot}6^m$
Höhe . . . . 4^m
Fensterfläche . . . . $4{\cdot}8^{qm}$

Nicht nur die Umfassungsmauern, auch Boden und Decke sollen Wärmeverluste verursachen.

Grösste Temperaturdifferenz an den kältesten Wintertagen . $30°$
Fläche der Umfassungswände nach Abzug der Fensterfläche 79^{qm}
Fläche der Decke und des Bodens . . . . 50^{qm}

Wärmeverlust durch Decke und Boden:

$1{\cdot}2 \times 30 \times 50 \times 0{\cdot}225$ . . . 403 Wärmeeinheiten

Wärmeverlust durch die Umfangsflächen:

$1{\cdot}2 \times 30 \times 79 \times 1{\cdot}16$ . . . 2232 „

Wärmeverlust durch die Fensterfläche:

$1{\cdot}2 \times 30 \times 4{\cdot}8 \times 3{\cdot}66$ . . . 632 „

Summe der Verluste . . . . 3267 Wärmeeinheiten

Wir wählen einen Ofen aus gebrannter Erde mit einem Ofenrohr von Blech:

Länge des Rohres	3m
Durchmesser	0·16
Fläche des Rohres	1·5qm
Heizfläche des Ofens $\frac{3267}{1600}$	2qm
Höhe des Ofens	1·5m
Durchmesser des Ofens (rund) . . .	0·43m

2) Es soll ein grösserer Hörsaal mit Oefen geheizt werden:

Breite des Saals		16m
Länge		20m
Höhe		5m
Fenster	Anzahl	10
	Breite	1·5
	Höhe	2·5
Temperaturdifferenz		30°

Es wird nur in einzelnen Stunden geheizt.

Coeffizient wegen unterbrochener Heizung . . . . 1·5

Die Umfassungswände, der Boden und die Fensterflächen verursachen Wärmeverluste, die Decke nicht.

Boden	$1{\cdot}5 \times 30 \times 320 \times 0{\cdot}225 =$	3240
Wände	$1{\cdot}5 \times 30 \times 313 \times 1{\cdot}16 =$	16338
Fenster	$1{\cdot}5 \times 30 \times 37{\cdot}5 \times 3{\cdot}66 =$	6176
	Summe der Verluste	25754
Ab Wärmeentwicklung durch 200 Menschen	$200 \times 48 =$	9600
		16154

Wir nehmen zwei gusseiserne Oefen, demnach:

Oberfläche eines Ofens $\dfrac{\frac{1}{2} \times 16154}{4000}$ . . .	2qm
Höhe eines Ofens	1·5m
Durchmesser	0·5m

Beschreibung einiger Oefen. Der Oefen gibt es eine Unzahl. In dem Werke von *Peclet* sind viele derselben auf den Tafeln 69 bis 75 abgebildet. Wir wollen nur einige derselben angeben.

Tafel XX., Fig. 1. Gusseiserner Ofen ohne Cirkulation mit Ofenrohr. Diese Oefen werden bekanntlich sehr viel angewendet. Gibt man ihnen die gehörige Heizfläche, so geben sie leidliche Resultate.

Tafel XX., Fig. 2. Ofen von gebrannter Erde mit zwei Röhren und einem Ofenrohr von Eisenblech. Diese Oefen sind für Wohnzimmer ganz geeignet.

Tafel XX., Fig. 3. Schwedischer Ofen mit inneren Scheidewänden. Diese Oefen sind fehlerhaft, die inneren Scheidewände sind nicht Heizflächen und der Zickzackgang der Luft erschwert den Zug.

Tafel XX., Fig. 4. Blechofen mit inneren Röhren und mit einem Blechmantel.

Tafel XX., Fig. 5. Steinkohlenofen mit umgekehrter Heizung. Der Ofen enthält drei concentrische Wandungen; das innere konische Gefäss enthält den Rost und ist oben mit einem Deckel geschlossen, der mit Spaltöffnungen versehen ist, durch welche die zum Verbrennen nothwendige atmosphärische Luft eintritt. Der Raum zwischen der äusseren und mittleren cylindrischen Wandung ist mit vertikalen Scheidewänden versehen, wodurch Kanäle entstehen, die abwechselnd oben und unten miteinander kommuniziren und von den Verbrennungsgasen durchströmt werden, um zuletzt durch b nach dem Kamin zu entweichen. Die zu erwärmende Luft tritt durch die Oeffnungen c c c ein, steigt zwischen der inneren und mittleren Wandung in die Höhe und strömt oben in das Zimmer aus. Diese Wandungen zwischen 1, 2, 3, 4 sind ganz unnütz.

Tafel XX., Fig. 6. Blechofen mit Mantel. Der eigentliche Blechofen, welcher den Rost enthält, ist von einem Mantel umgeben. Die zu erwärmende Luft tritt unten durch die Oeffnungen a a ein, steigt in den Raum zwischen dem Ofen und dem Mantel auf und tritt oben durch die Oeffnungen b in das Zimmer.

Tafel XX., Fig. 7. Ofen mit Ventilation. Die kalte Luft tritt von aussen bei a in den Ofen b ein, die Verbrennungsgase entweichen durch c d nach dem Kamin. Dieses Rohr c d ist von einem zweiten c_1 d_1 umgeben, das bei *f* in das Zimmer mündet. Die unreine Luft entweicht durch *f* und durch den Raum zwischen c d und c_1 d_1 nach dem Kamin.

Luftheizung mit natürlicher Ventilation.

Einleitendes. Bei dieser Heizung wird reine atmosphärische Luft in einem Lufterwärmungsapparat, der ausserhalb des zu erwärmenden Raumes aufgestellt wird, erwärmt und durch Röhren oder Kanäle in den zu erwärmenden Raum geleitet. Die unreine Luft wird durch Oeffnungen in der Decke oder in der Höhe der Wände abgeleitet. Diese Heizung kann für Kirchen, Versammlungs-

säle gebraucht werden. Die dabei in Anwendung kommenden Lufterwärmungsapparate werden Calorifer genannt; sie werden meistens im Souterrain aufgestellt und die Erwärmung der Luft geschieht entweder direkt durch die Verbrennungsgase (Luftcalorifer) oder durch Wassercirkulation oder auch durch Wasserdampf. Die Calorifer mit Wassercirkulation geben die angenehmste Wärme, weil bei denselben die reine atmosphärische Luft nicht leicht zu stark erhitzt wird, daher keinen üblen Geruch verursacht, gewöhnlich werden jedoch Luftcalorifer angewendet, in welchem Falle man sich vor einer zu starken Erhitzung des Calorifers zu hüten hat; auch ist es gut, wenn man in den Cirkulationskanälen offene mit Wasser gefüllte Schalen aufstellt, damit die zugeleitete Luft nicht zu trocken ist. Wir wollen zunächst die Einrichtung einiger Calorifer erklären.

Beschreibung einiger Calorifer. Tafel XX., Fig. 8 ist ein Luftcalorifer mit kurzen vertikal stehenden gusseisernen Wärmeröhren. a ist die Heizkammer mit Rost, b_1 b_2 b_3 ist die Röhrenkammer. Sie ist durch zwei gusseiserne Platten in drei Räume b_1 b_2 b_3 getheilt; in die untere Abtheilung tritt durch die Oeffnungen $\beta\,\beta\,\beta$ die reine kalte zu erwärmende atmosphärische Luft ein, die Abtheilung b_2 enthält die Wärmeröhren, sie werden durch die untere Platte getragen und vermitteln eine Kommunikation zwischen den Räumen b_1 und b_3. Die kalte Luft geht durch diese Röhren, kommt im erwärmten Zustande in b_3 an und strömt dann durch das Rohr c nach dem zu erwärmenden Raum. Die Verbrennungsgase winden sich zwischen den Heizröhren durch und gelangen durch den Kanal d nach dem Kamin e. Diese Disposition ist zwar sehr einfach, hat aber ihre Mängel. Es ist kein Gegenstromapparat, sondern die Ströme von kalter und warmer Luft durchkreuzen sich unter einem rechten Winkel. Da jedoch bei derlei Heizungen die Luft nicht stark erwärmt wird, so ist ein Gegenstrom nicht so nothwendig.

Tafel XX., Fig. 9 u. 10 ist ein Calorifer mit horizontal liegenden Röhren. Die Röhren bilden hier vertikale Wände, in jeder Wand liegen sie dicht aufeinander. Die Verbrennungsgase strömen an den Röhrenwänden auf und ab. Die kalte Luft tritt durch die mit Registern versehenen Oeffnungen a a ein, gelangt in die Kammer b, geht durch die Wärmeröhren, sammelt sich in der Kammer c und entweicht durch das Rohr d nach dem zu erwärmenden Raum. Auch bei dieser Disposition ist kein Gegenstrom vorhanden.

Tafel XX., Fig. 11 ist ein Luftcalorifer mit bogenförmigen Röhren; es ist ein Gegenstromapparat. a c sind zwei weitere horizontale Röhren, sie sind durch eine Reihe von bogenförmigen Röhren b in Verbindung gesetzt. Die zu erwärmende Luft tritt an einem der beiden Enden der Röhre a in diese Röhre ein, durchläuft die Bogenröhren b, sammelt sich in c und strömt durch eines der Enden dieser Röhre nach dem zu erwärmenden Raum. Dieses Röhrensystem ist in der Weise eingemauert, dass die Verbrennungsgase durch mehrere Oeffnungen d in die linke Seite des bogenförmigen Kanals e_1 e_2 e_3 gelangen, welcher die Röhren b enthält, dann durch diesen Kanal strömen und zuletzt durch die Oeffnungen *f* in den Raum g gelangen, aus welchem sie nach dem Kamin entweichen. Man sieht, dass hier ein Gegenstrom vorhanden ist. Dieser Calorifer ist daher sehr geeignet, wenn die Luft auf eine hohe Temperatur gebracht werden soll.

Tafel XX., Fig. 12 ist ein Luftcalorifer, der ähnlich wie ein Lokomotivkessel disponirt ist. a ist die Heizkammer, b die Röhrenkammer, c die Rauchkammer. Die Röhren liegen mit ihren Enden in zwei gusseisernen Platten b_1 b_2, die Verbrennungsgase gehen aus der Heizkammer durch die Röhren nach der Rauchkammer und von da durch den Kanal d nach dem Kamin. Die zu erwärmende Luft tritt durch die Oeffnungen *f* ein, bestreicht die Wärmeröhren und entweicht durch die Oeffnung g nach dem Rohr h, durch welches sie nach dem zu erwärmenden Raum gelangt. Es ist annähernd ein Gegenstromapparat.

In dem Werke von *Peclet* findet man auf den Tafeln 76 bis 86 eine grosse Anzahl von Calorifers abgebildet und im Text beschrieben. Darunter kommen sehr komplizirte Anordnungen vor, die jedoch keine besseren Leistungen hervorbringen können, als die im Vorhergehenden beschriebenen einfachen Röhrenapparate.

Tafel XX., Fig. 13 zeigt einen Calorifer mit Wassercirkulation. a ist ein cylindrischer Kessel, ähnlich einem gewöhnlichen Dampfkessel, b ein Standrohr, c ein Spiralrohr, das oben durch die Röhre d mit dem Standrohr, unten durch die Röhre e mit dem Kessel kommunizirt. Dieses Cirkulationssystem ist ganz mit Wasser gefüllt. Das Spiralrohr c befindet sich in einer gemauerten Kammer *f*, in welche die reine zu erwärmende Luft unten bei g durch die Oeffnungen eintritt, dann in der Kammer längs der Spirale aufsteigt und zuletzt oben durch die Oeffnung h in den Kanal entweicht, der nach dem zu erwärmenden Raum führt.

Tafel XX., Fig. 14 ist ein Calorifer mit Dampfheizung. a ist ein gewöhnlicher Dampfkessel, b ist ein Bündel von vertikalen

Röhren, die oben in die Kappe c, unten in das Becken c_1 einmünden. c und c_1 kommuniziren vermittelst der Röhren d und d_1 mit dem Dampfraum des Kessels.

Heizfläche der Calorifer. Zur Berechnung der Heizfläche der verschiedenen Calorifer hat man folgende Regeln.

A. *Luftcalorifer mit gusseisernen Röhren und mit Gegenströmen.*

Es sei:

W die Wärmemenge, welche stündlich an die zu erwärmende Luft abgegeben werden soll,

T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost,

T_1 die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsgase den Heizapparat verlassen,

t_0 die Temperatur der reinen kalten Luft, welche erwärmt werden soll,

t_1 die Temperatur, bis zu welcher die Luft erwärmt werden soll,

L die Luftmenge in Kilogrammen, welche stündlich erwärmt wird,

$k = 14$ der Wärmedurchgangscoeffizient für den Durchgang aus Luft durch eine Wand von Gusseisen in Luft,

F die Oberfläche sämmtlicher Röhren des Apparates,

so hat man:

$$F = \frac{W}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{T_0 - T_1 - (t_1 - t_0)}$$

$$L = \frac{W}{0 \cdot 237 \; (t_1 - t_0)}$$

Nehmen wir: $T_0 = 1000$, $T_1 = 300$, $t_0 = -10^\circ$, $t_1 = +20^\circ$, so wird:

$$F = \frac{W}{8530}$$

$$L = \frac{W}{7 \cdot 11}$$

B. *Calorifer mit Wassercirkulation.*

(Gegenstromeinrichtung.)

Nennt man:

W die Wärmemenge, welche stündlich geliefert werden soll,

T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost,

T_1 die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsgase in das Kamin entweichen,

t_0 die Temperatur, mit welcher das Cirkulationswasser in den Kessel eintritt,

t_1 die Temperatur, mit welcher das Cirkulationswasser aus dem Kessel tritt,

$\varDelta_0$ die Temperatur der äusseren atmosphärischen Luft,

$\varDelta_1$ die Temperatur, bis zu welcher die Luft erwärmt werden soll,

L die Luftmenge in Kilogrammen, welche stündlich erwärmt werden soll,

$k = 23$ den Wärmedurchgangscoeffizienten aus Luft in Wasser oder aus Wasser in Luft,

F die Heizfläche des Kessels,

F_1 die Oberfläche der Spiralröhren,

so hat man:

$$F = \frac{W}{k} \frac{\operatorname{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}}{T_0 - T_1}$$

$$F_1 = \frac{W}{k} \frac{\operatorname{lognat} \frac{t_1 - \varDelta_1}{t_0 - \varDelta_0}}{t_1 - t_0 - (\varDelta_1 - \varDelta_0)}$$

$$L = \frac{W}{0{\cdot}237\ (\varDelta_1 - \varDelta_0)}$$

Setzen wir: $T_0 = 1000$, $T_1 = 300$, $t_0 = 40^\circ$, $t_1 = 80^\circ$, $\varDelta_0 = -10^\circ$, $\varDelta_1 = +20^\circ$, so finden wir:

$$F = \frac{W}{11500},\quad F_1 = \frac{W}{1264},\quad L = \frac{W}{7{\cdot}11}$$

Beispiele über Luftheizungen. Tafel XXI., Fig. 1 u. 2 zeigt die Einrichtung einer Luftheizung eines Hörsaals oder Amphitheaters. a ist der Calorifer in einer Heizkammer unter dem Boden, b ist ein Kanal, durch welchen die erwärmte Luft nach einem halbkreisförmigen Kanal c strömt. Von diesem gehen mehrere Röhren d d . . . . aus, die in schräger Lage unter dem Treppenbau des Amphitheaters liegen. Diese Röhren sind mit kleinen Transversalröhren versehen, durch deren Mündungen die warme Luft ausströmt. Die Bretter des Treppenbaues sind stellenweise durchbohrt, so dass die warme Luft leicht über den Boden gelangen kann. Sie steigt dann auf und entweicht oben durch Oeffnungen, die in der Laterne e angebracht sind.

Tafel XXI., Fig. 3 u. 4 zeigt eine Luftheizung für einen Ver-

sammlungssaal. a ist der Calorifer. Die erwärmte Luft wird in ein Kanalsystem b b b geleitet, das unter dem Boden des Saales liegt, gelangt durch Oeffnungen in den Saal selbst, steigt in demselben auf und entweicht durch Oeffnungen, die in der Decke angebracht sind.

Selbstständige Ventilation.

Einleitendes. Wir betrachten nun die Ventilation für sich ohne Rücksicht auf Erwärmung, d. h. wir wollen die Mittel kennen lernen, durch welche man bewirken kann, dass einem Raum in jeder Stunde eine gewisse Quantität Luft zugeführt und in derselben Zeit eine eben so grosse Quantität entzogen werden kann. Soll diese Lufterneuerung mit kalter Luft geschehen, wie dies immer der Fall ist bei einer Ventilation während der warmen Jahreszeit, so bedarf es gar keiner Wärmezuführung nach dem zu ventilirenden Raum; soll der Raum auch warm erhalten werden, so nehmen wir an, dass nebst der Einrichtung zur Ventilation auch eine Heizeinrichtung hergestellt ist, die in den Raum nur Wärme abgibt (Dampfheizung, Wassercirkulationsheizung), so dass also dann zwei von einander ganz unabhängige Einrichtungen bestehen. Es gibt vorzugsweise zwei Mittel, durch welche derlei Ventilationen bewirkt werden können. Das eine Mittel besteht darin, indem man in den den Raum umschliessenden Flächen an geeigneten Orten Oeffnungen anbringt, durch welche reine kalte Luft eintreten, und andere Oeffnungen, durch welche sie in ein Kanalsystem austreten kann, das nach einem zum Behufe der Ventilation errichteten Zugkamin entweichen kann, wo sie durch eine Feuerungseinrichtung erwärmt und dadurch zum Aufsteigen gezwungen wird. Diese Erwärmung der Luft kann auf zweifache Weise geschehen: 1) indem man die Luft durch das Feuer ziehen lässt, so dass sie die Verbrennung unterhält, 2) indem man die Feuerung so einrichtet, dass sie mit reiner atmosphärischer Luft genährt wird, und dass nur die Wärme der Verbrennungsgase an die ausgesaugte Luft abgegeben wird. Das zweite Mittel zur Ventilation ist die mechanische Gewalt vermittelst sogenannter Ventilatoren, die durch irgend einen Motor getrieben werden. Diese mechanistische Ventilation kann aber auf zweierlei Weise geschehen: 1) indem man vermittelst eines Druckventilators reine atmosphärische Luft in den zu ventilirenden Raum eintreibt und zum Entweichen der Luft an geeigneten Stellen Oeffnungen anbringt, die in's Freie führen; 2) indem man die Luft

durch Anwendung eines Saugventilators aus dem Raum aussaugt und zum Eintreten von frischer kalter Luft an geeigneten Orten Oeffnungen anbringt. Diese Ventilationseinrichtungen haben wir nun genauer zu studiren.

Die Zugkamine. Die Tafel XXI., Fig. 5, 6, 7, 8 dienen zur Erklärung der Einrichtung der Zugkamine. Fig. 5 ist die einfachste Einrichtung eines Zugkamins. Es unterscheidet sich von jedem gewöhnlichen Kamin nur dadurch, dass hier bei b eine Rostfeuerung angebracht ist. Der Kanal a steht in Kommunikation mit dem zu ventilirenden Raum. Die Luft tritt bei a in das Kamin ein, geht durch den Rost, unterhält die Verbrennung und das Gemisch von Verbrennungsgasen und von unverbrannter Luft, steigt dann im erwärmten Zustand im Kamin auf, um oben zu entweichen. Diese Einrichtung ist nicht gut, weil viel mehr Luft zutritt, als zum Verbrennen nothwendig ist.

Fig. 6 ist eine bessere Einrichtung. Der Feuerungsrost b nimmt nur einen Theil vom Querschnitt des Kamins ein. Ein Theil der Luft geht direkt aus dem Kanal in das Kamin, der Rest geht durch den Rost und bewirkt die Verbrennung. Oberhalb des Rostes einigen sich die beiden Ströme und steigen im Kamin auf.

Fig. 7 ist ein Zugkamin, bei welchem die Verbrennung nicht durch die unreine Luft, sondern durch reine atmosphärische Luft geschieht. Die Feuerung ist hier nicht im Kamin, sondern neben demselben. Die Verbrennungsgase treten in das Kamin, mengen sich mit der durch den Kanal a herkommenden unreinen Luft und das ganze Gemenge steigt durch das Kamin auf.

Fig. 8 ist ein Zugkamin, bei welchem die Verbrennung durch reine atmosphärische Luft geschieht und die Verbrennungsgase in eine Röhre durch das Kamin geleitet werden. Die innere Luft wird an den Wänden des Rohres erwärmt und steigt in dem Raum zwischen dem Rohr und den Wänden des Kamins auf. Diese Einrichtung ist nothwendig, wenn die unreine abgeleitete Luft explodirbare Mischungen enthalten sollte oder wenn sie durch ihre Vermischung mit den Verbrennungsgasen unangenehmen oder schädlichen Geruch verursachen könnte. Die Gruben der Bergwerke müssen oftmals auf diese Weise ventilirt werden.

Das Zugkamin soll, wenn möglich, so aufgestellt werden, dass die Zuströmung der unreinen Luft aus dem zu ventilirenden Raum nach dem Kamin möglichst wenig Widerstand verursacht. Es ist jedoch nicht immer möglich, dieser Bedingung zu entsprechen, insbesondere wenn es sich um die Ventilation von Gebäuden handelt,

die eine grosse Horizontalausdehnung haben. In diesem Falle können die Kommunikationen sämmtlicher Räume des Gebäudes mit dem Zugkamin nur durch ein weitläufiges Kanalsystem bewerkstelliget werden.

Theorie der Zugkamine für Ventilationen. Die früher entwickelte Theorie der Kamine für Kesselfeuerungen kann auf die Zugkamine für Ventilationen nicht unmittelbar angewendet werden, wir müssen zu diesem Zweck eine besondere Theorie aufstellen. Dabei wollen wir uns jedoch mit Annäherungen begnügen. Wir vernachlässigen einstweilen die Widerstände, welche den Luftcirkulationen entgegen wirken (Reibungen, plötzliche Aenderungen in der Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit), behandeln die Luft wie Wasser, d. h. so, wie wenn sie nicht zusammendrückbar wäre, und vernachlässigen die Wärmeverluste durch die Wände des Kamins und des Zuleitungskanals.

Es sei Tafel XXI., Fig. 9 a der zu ventilirende Raum, der durch eine Oeffnung bei b mit der äusseren Atmosphäre kommunizirt, c das mit einer Feuerung versehene Zugkamin, d das Kanalsystem, durch welches a mit c kommunizirt, t die Temperatur der äusseren atmosphärischen Luft, t_1 die Temperatur der Luft im Raum a und in dem Kanale d, T die Temperatur im Kamin c. Die Bewegung der Luft durch das Kamin erfolgt, weil die Luft im Kamin h g leichter ist als in der Luftsäule f b d. Denken wir uns ein zweites Röhrensystem, Fig. 10, das in allen Theilen mit Luft erfüllt ist, deren Temperatur gleich ist jener, die in Fig. 9 im Kamin herrscht, also gleich T, nehmen den Schenkel g_1 h_1, Fig. 10, so hoch als g h, Fig. 9, geben aber dem Schenkel f_1 d_1 eine solche Höhe, dass das Gewicht der Luftsäule f_1 d_1 so gross ist als jenes der Luftsäule f d, so wird die Luft in h_1 g_1 gerade so schnell aufsteigen, wie in h g. Wenn wir also die Strömungsgeschwindigkeit für die Anordnung Fig. 10 berechnen, haben wir zugleich die Strömungsgeschwindigkeit für h g.

Nennen wir h, h_1, H_1 Z, H die Höhen der Luftsäulen, d b, b f, h g, $d_1 f_1$, $h_1 g_1$, γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter Luft bei 0° Temperatur und unter dem äusseren Druck der Atmosphäre, $\alpha = 0{\cdot}00367$ den Wärmeausdehnungscoeffizienten der atmosphärischen Luft, so sind

$$\frac{\gamma_0}{1+\alpha t}, \quad \frac{\gamma_0}{1+\alpha t_1}, \quad \frac{\gamma_0}{1+\alpha T}$$

die Gewichte von einem Kubikmeter Luft in

$$\overline{f\,b}, \quad d\,b \text{ und } h\,g, \quad d_1 f_1, \quad h_1 g_1$$

Die Gewichte der Luftsäulen

$$d b \quad b f \quad h g \quad h_1 g_1 \quad d_1 f_1$$

bezogen auf einen Quadratmeter Querschnitt sind demnach:

$$h \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_1}, \quad h_1 \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t}, \quad H \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T}, \quad H \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T}, \quad Z \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T}$$

Weil nun das Gewicht der Säule $d_1 f_1$ so gross sein soll, als jenes der Säulen $d b + b f$, so hat man:

$$h \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_1} + h_1 \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t} = Z \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Hieraus folgt:

$$Z = h \frac{1 + \alpha T}{1 + \alpha t_1} + h_1 \frac{1 + \alpha T}{1 + \alpha t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Da die Luft in der ganzen Ausdehnung der Röhren f_1 d_1 h_1 g_1 einerlei Dichte hat, so ist die Geschwindigkeit U, mit welcher die Luft durch die Mündung bei g_1 ausströmt, gleich $\sqrt{2 g (Z - H)}$, man hat also:

$$U = \sqrt{2 g (Z - H)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Führt man für Z den Werth aus (2) ein und berücksichtiget, dass $h_1 = H - h$ ist, so erhält man:

$$U = \sqrt{2 g \left\{ H \frac{\alpha (T - t)}{1 + \alpha t} - h \left[\frac{\alpha (T - t)}{1 + \alpha t} - \frac{\alpha (T - t_1)}{1 + \alpha t_1} \right] \right\}} \quad . \quad . \quad (4)$$

Berücksichtiget man aber auch die mannigfaltigen Widerstände, welche der Bewegung der Luft entgegen wirken, so erhält man statt des Ausdruckes (4) folgenden Ausdruck:

$$U = \sqrt{\frac{2 g}{1 + m} \left\{ H \frac{\alpha (T - t)}{1 + \alpha t} - h \left[\frac{\alpha (T - t)}{1 + \alpha t} - \frac{\alpha (T - t_1)}{1 + \alpha t_1} \right] \right\}} \quad . \quad . \quad (5)$$

wobei m einen analogen Werth hat, wie jener, welchen wir in der Theorie der Dampfkesselkamine, Seite 327, gefunden haben.

Nennen wir L die Luftmenge in Kilogrammen, welche stündlich durch das Kamin aufsteigt, so ist:

$$L = 3600 \, \Omega \, U \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

oder wegen (5):

$$L = 3600 \, \Omega \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \sqrt{\frac{2 g}{1 + m} \left\{ H \frac{\alpha (T - t)}{1 + \alpha t} - h \left[\frac{\alpha (T - t)}{1 + \alpha t} - \frac{\alpha (T - t_1)}{1 + \alpha t_1} \right] \right\}} \quad (7)$$

Wir nehmen an, dass $t_1 > t$ ist, dann ist $\frac{\alpha(T-t)}{1+\alpha t} - \frac{\alpha(T-t_1)}{1+\alpha t_1}$ eine positive Grösse; die Geschwindigkeit U der Ausströmung und die Luftmenge selbst nimmt daher mit der Höhe des Punktes b über d oder h ab. Dieser nachtheilige Einfluss von h auf die Ventilation ist jedoch nur von Belang, wenn die Temperatur t_1 in dem Raum a beträchtlich höher ist, als die Temperatur der äusseren Luft, denn wenn $t = t_1$ wäre, würde $\frac{\alpha(T-t)}{1+\alpha t} - \frac{\alpha(T-t_1)}{1+\alpha t_1}$ gleich Null, d. h. im Sommer, wenn nicht geheizt wird, lassen sich die hochgelegenen Räume eben so leicht ventiliren wie die tief gelegenen. Um sicher zu gehen, dass das Zugkamin für die verschiedenen Räume eines höheren Gebäudes genügen kann, ist es angemessen, seine Dimensionen so zu berechnen, wie wenn sich alle zu ventilirenden Räume im obersten Stockwerk des Gebäudes befänden; für h ist demnach die Höhe der Decke des obersten Stockwerkes über dem Fuss des Kamins in Rechnung zu bringen.

Befände sich der zu ventilirende Raum a unterhalb des Kaminfusses, so wäre h negativ in Rechnung zu bringen, woraus man sieht, dass die Ventilation leichter von statten geht, wenn der zu ventilirende Raum tiefer liegt, als der Fusspunkt des Kamins. Dies ist in Gebäuden der Fall, wenn man das Zugkamin vom Speicher aus aufsteigen lässt; aber auch bei der Ventilation der Bergwerke befindet sich der zu ventilirende Raum in der Regel unter dem Fusspunkt des Kamins.

Die zur Ventilation erforderliche Brennstoffmenge und Luftmenge bestimmt sich auf folgende Weise.

Nennen wir: $\mathfrak{H}$ die Wärmemenge, die durch Verbrennung von einem Kilogramm Brennstoff entwickelt wird, B die Brennstoffmenge, welche stündlich zur Unterhaltung der Feuerung im Kamin nothwendig ist, und nehmen wir an, dass die Verbrennung durch die in das Kamin einströmende unreine Luft unterhalten wird, so hat man:

$$0{\cdot}237\; L\,(T - t_1) = \mathfrak{H}\, B \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

demnach:

$$B = \frac{0{\cdot}237\; L\,(T - t_1)}{\mathfrak{H}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

Für die numerischen Berechnungen ist es nothwendig, dass wir uns über die Werthe von H, T, m aussprechen. Die Kaminhöhe H richtet sich in der Regel nach Lokalverhältnissen, nach der Höhe des Gebäudes und nach der Ausdehnung der Lokalitäten. Zuweilen wird man die Regel befolgen dürfen, welche wir für freistehende

Kesselkamine aufgestellt haben, nach welcher Regel die Kaminhöhe 25 mal so gross genommen werden kann als die Weite.

Was die Temperatur T anbelangt, so ist zu berücksichtigen, dass ein kleiner Werth von T für die Brennstofföкonomie vortheilhaft ist, aber ein sehr hohes voluminöses Kamin erfordert; dass dagegen bei einem hohen Werth von T ein kleines Kamin ausreichen wird.

Wir wollen als Regel aufstellen, dass man je nach Umständen T gleich 40° bis 80° nehmen kann.

Der Werth von m ist bei Dampfkesselfeuerungen in der Regel ungefähr gleich 100, und so gross wird man denselben auch für Ventilationseinrichtungen nehmen können. Wir nehmen also $m = 100$. Will man ganz rationell verfahren, so muss man, mit Berücksichtigung der Anordnung und Ausdehnung des Kanalsystems den Werth von m durch eine Formel ausdrücken, und vermittelst derselben den numerischen Werth bestimmen; allein die Genauigkeit einer solchen umständlichen und weitläufigen Berechnungsweise von m ist doch nicht zu verbürgen, so dass man mit einer schätzungsweisen Annahme nicht mehr fehlen wird.

Wir wollen ein Beispiel berechnen.

Es sei eine Ventilation für ein Zellengefängniss einzurichten:

Anzahl der Zellen	1200
Stündliche Luftmenge für jede Zelle	30^{Klg}
Temperatur in den Zellen . . .	$t_1 = 15°$
Aeussere Lufttemperatur	$t = 0$
Temperatur im Kamin	$T = 60°$
Höhe des Gebäudes	$h = 12^m$
Höhe des Kamins	$H = 50^m$
Widerstandscoeffizient	$m = 100$
Gewicht von einem Kubikmeter Luft	$\gamma_0 = 1 \cdot 3$
Aus Gleichung (5) findet man . . .	$U = 1 \cdot 41^m$
Aus Gleichung (6) oder (7) folgt dann	$\Omega = 6 \cdot 69^{qm}$
Aus Gleichung (9) folgt für $\mathfrak{H} = 6000$	$B = 85^{Klg}$

Ventilation vermittelst Windflügel (Ventilatoren). In neuester Zeit sind in Paris äusserst sorgfältige und umfassende experimentale Studien über die Heizung und Ventilation der öffentlichen Gebäude und insbesondere der Strafanstalten, Kasernen und Krankenhäuser angestellt worden, um mit Zuverlässigkeit die praktisch wirksamsten Methoden ausfindig zu machen. Die zu diesem Behufe von der Regierung ernannte Kommission hat sich insbesondere auch mit der

Beantwortung der Frage beschäftiget, welche Ventilationsweise (ob die mit Zugkaminen oder jene mit Windflügeln) unter gegebenen Umständen den Vorzug verdiene. Die zur Beantwortung dieser Frage angestellten umfassenden experimentalen Studien haben in einer unwiderlegbaren Weise dargethan, dass durch die Lufterwärmung in Zugkaminen unter allen Umständen eine hinreichend energische und gleichförmige Ventilation erzielt werden kann, dass dagegen die ventilirende Wirkung der Windflügel in den meisten Fällen weder hinreichend energisch noch hinreichend gleichförmig sei.

Nach diesen Erfahrungen wird man gezwungen, die Windflügelventilation ganz zu verwerfen, dagegen die Ventilation durch Lufterwärmung in Zugkaminen unter allen Umständen zu empfehlen. Wir unterlassen daher hier, eine Theorie der Windflügelventilationen aufzustellen, um so viel mehr, da in der Folge, wenn überhaupt die Gebläse zu behandeln sind, eine Theorie der Ventilatoren entwickelt werden muss.

Luftheizung und künstliche Ventilation.

Allgemeine Einrichtung. Eine Luftheizung mit gleichzeitiger künstlicher Ventilation ist eine Einrichtung, bei welcher zuerst reine kalte atmosphärische Luft in einem ausserhalb der zu erwärmenden Räume aufgestellten Calorifer erwärmt, hierauf im warmen Zustand durch Kanäle in die zu erwärmenden Räume geleitet wird. Daselbst verliert sie an den Wänden und Fensterflächen einen Theil ihrer Wärme und wird durch verschiedene Vorgänge verunreinigt, zuletzt aber durch den künstlichen Ventilationsapparat aus den erwärmten Räumen weggeleitet. Die Luftmenge, welche in dem Calorifer erwärmt werden muss, ist gleich derjenigen, welche stündlich in die Räume zu- und abgeleitet werden muss, damit im Beharrungszustand die in den Räumen enthaltene Luft nur bis zu einem gewissen Grade verunreinigt ist. Die Wärmemenge, welche der Calorifer stündlich der kalten reinen Luft mitzutheilen hat, ist gleich derjenigen, welche durch Abkühlen an den Wänden und Fensterflächen stündlich verloren geht, mehr noch derjenigen Wärmemenge, die in der unreinen Luft enthalten ist, welche stündlich aus den Räumen wegzuleiten ist. Eine gute Einrichtung muss aber von der Art sein, dass die Luftzuführung von der Wärmezuführung ganz unabhängig ist, so dass also die cirkulirende Luftmenge innerhalb gewisser Grenzen beliebig geändert werden kann, ohne dass eine Temperaturänderung in der cirkulirenden Luft eintritt, und

dass auch die Temperatur der Luft geändert werden kann, ohne Aenderung des durchströmenden Luftquantums. Diese Unabhängigkeit der Heizung von der Ventilation ist aus verschiedenen Gründen, insbesondere aber schon deshalb nothwendig, weil die den Räumen zuzuleitende Wärmemenge mit der Jahreszeit veränderlich ist, während zur Erhaltung eines leidlichen Luftzustandes in den Räumen im Winter und Sommer gleich viel Luftzuführung nothwendig ist. Die Einrichtung muss also insbesondere so sein, dass im Sommer gar keine Wärme, sondern nur reine kalte Luft durch die Räume geleitet wird.

Eine solche Heizung und Ventilationseinrichtung besteht aus folgenden Theilen: 1) einem Zugkamin, das die Verbrennungsgase und die unreine Luft ableitet, aber auch die Cirkulation der Luft bewirkt; 2) einem Calorifer, in welchem die stündlich für die Ventilation erforderliche Luftmenge so stark erhitzt wird, dass sie eine Wärmemenge enthält, welche gleich ist derjenigen, die durch Abkühlung an den Wänden und Fensterflächen verloren geht, mehr noch derjenigen, die in der unreinen Luft enthalten ist, welche stündlich aus den Räumen weggeleitet wird; 3) einem Kanalsystem, durch welches die im Calorifer erwärmte reine Luft nach den Räumen des Gebäudes geleitet wird; 4) einem zweiten Kanalsystem, durch welches die in den Räumen unrein gewordene Luft direkt oder indirekt in das Zugkamin geleitet wird; 5) einem gewöhnlichen Feuerherd, der nur Verbrennungsgase zu liefern hat, die in das Zugkamin geleitet werden, um in Verbindung mit den Verbrennungsgasen des Calorifers die hinreichende Erwärmung der Luft im Kamin zu bewirken. Die Feuerungen des Calorifers und des Feuerherdes können je nach Umständen durch reine Luft genährt werden oder durch die aus den Räumen abgeleitete unreine Luft. Zur Versinnlichung dieser Einrichtung mögen folgende ideale Figuren dienen. Tafel XXI., Fig. 11 bezieht sich auf den Fall, wenn die Feuerungen des Calorifers und des Feuerherdes durch reine Luft unterhalten werden. Fig. 12 stellt die Einrichtung dar, wenn die Feuerungen des Calorifers und des Feuerherdes durch die aus den Räumen abgeleitete unreine Luft genährt werden. Fig. 11. C der Calorifer, H der Feuerherd, R das Kanalsystem für die reine erwärmte Luft, U das Kanalsystem für die abgekühlte unreine Luft, G die zu erwärmenden und zu ventilirenden Räume, K das Kamin. Die reine kalte Luft tritt bei a in den Calorifer C ein, entweicht im erwärmten Zustande bei b, gelangt durch das Kanalsystem R in die Räume G des Gebäudes, entweicht aus denselben und gelangt durch das Kanalsystem U bei c direkt in das Kamin. Die reine

Luft, welche die Verbrennung in C unterhält, tritt bei d in denselben ein, die Verbrennungsgase gelangen durch den Kanal e in das Kamin. Die reine Luft, welche die Verbrennung im Feuerherd H unterhält, tritt bei f in den Feuerherd ein; die Verbrennungsgase entweichen durch den Kanal g nach dem Kamin. Soll die Cirkulation verstärkt werden ohne Temperaturerhöhung in G, so muss in C und H stärker geheizt werden. Soll die Temperatur in G erhöht werden ohne Aenderung der Cirkulation, so wird in C stärker geheizt. Soll nur ventilirt aber nicht geheizt werden (im Sommer), so wird C nicht geheizt, werden die Kanäle e und b geschlossen und lässt man bei m reine kalte Luft in das Röhrensystem R eintreten.

Tafel XXI., Fig. 12. C, R, G, U, H haben die Bedeutung wie in Fig. 11. Die Cirkulation der reinen Luft ist wie im vorhergehenden Falle. Der aus G durch U entweichende Strom von unreiner Luft theilt sich bei h in drei Ströme e_1 e_2 e_3. Ein Theil dieser unreinen Luft geht direkt durch e_1 in das Kamin; ein anderer Theil geht durch e_2 in den Feuerherd, unterhält daselbst die Verbrennung und die Verbrennungsgase entweichen durch g in das Kamin K. Ein dritter Theil geht durch e_3 nach dem Feuerherd des Calorifers, bewirkt die Verbrennung und die Verbrennungsgase entweichen durch e in das Kamin K. Auch hier hat man die Erwärmung und die Ventilation von G ganz in seiner Gewalt, wenn man die eine oder die andere oder beide Heizungen verstärkt oder schwächt. Wenn G nicht gewärmt, sondern nur ventilirt werden soll, wird die Heizung in C aufgehoben, werden die Kanäle e_3 e b geschlossen und lässt man bei m kalte reine Luft direkt in R eintreten.

Es muss hervorgehoben werden, dass die Kanäle R und U in solchen Mauern angebracht werden sollen, welche Räume von einander trennen, die beide erwärmt werden sollen, indem dann keine Wärme verloren geht.

Das Kanalsystem R wird am zweckmässigsten in der Weise angelegt, wie durch Tafel XXI., Fig. 13 angedeutet ist. N ist ein bei b beginnender, in einer Scheidemauer angebrachter vertikaler Kanal, durch welchen die reine warme Luft aufsteigt, n_1 n_2 n_3 .... sind horizontale Kanäle, die in N einmünden und in der Höhe der Böden der einzelnen Stockwerke in Scheidemauern hinziehen, o_1 o_1 ..., o_2 o_2 ..., o_3 o_3 .... sind kleine Kanäle, welche aus den Kanälen n_1 n_2 .... in die zu erwärmenden Räume führen, und zwar in geringer Höhe über dem Fussboden. Die Einmündungen dieser Kanäle sind mit Schieberegister versehen, so dass man mehr oder

weniger Luft in die Räume eintreten lassen und auch den Luftzutritt ganz aufheben kann.

Aehnlich wird auch das Kanalsystem U für die Ableitung der unreinen kalten Luft eingerichtet. Die Ausströmungsöffnungen bringt man am besten den Einströmungsöffnungen gegenüber an, und zwar in der Höhe der Zimmerdecken. Auf diese Weise kann eine sehr gleichförmige Vertheilung der erwärmten Luft selbst in einem sehr ausgedehnten Raum bewirkt werden.

Bestimmung der Dimensionen. Es müssen nun die Dimensionen der einzelnen Apparate und die Brennstoffmengen bestimmt werden, die in C und H zu verbrennen sind, damit ein Beharrungszustand eintritt, der die vorgeschriebenen Eigenschaften besitzt.

Um die Bedeutung verschiedener bei der Rechnung vorkommender Grössen leicht zu erkennen, sind in der Tafel XXI., Fig. 14 die Temperaturen, Luftmengen etc. angedeutet. Es sei für die Anordnung Fig. 12, bei welcher die Verbrennungen in C und H mit unreiner Luft unterhalten werden:

W die totale Wärmemenge, welche stündlich zur Heizung und Ventilation des Gebäudes nothwendig ist. Diese ist also gleich der Wärmemenge, die durch die Mauern, Decken, Böden und Fensterflächen des Gebäudes verloren geht, mehr die Wärmemenge, welche in der unreinen Luft enthalten ist, die aus dem Gebäude abgeleitet wird;

W_1 die Wärmemenge, welche stündlich durch die Mauern, Decken, Böden und Fenster verloren geht;

L die Luftmenge in Kilogrammen, welche stündlich im erwärmten Zustand durch das Kanalsystem R nach dem Raum G strömt und im abgekühlten und verunreinigten Zustand aus G durch U entweicht;

t die äussere Temperatur der atmosphärischen Luft;

t_1 die Temperatur der Luft in R, d. h. die Temperatur, bis zu welcher die Luft L im Calorifer erhitzt werden muss;

B_1 die Brennstoffmenge, welche stündlich auf dem Herd des Calorifers C verbrannt werden muss;

l_1 die Luftmenge, welche im Calorifer die Verbrennung des Brennstoffs B_1 bewirkt;

t_1 die Temperatur, mit welcher die Luftmenge l_1 aus dem Calorifer nach dem Kamin entweicht;

$\mathfrak{H}$ die Heizkraft von einem Kilogramm Brennstoff;

F die Heizfläche des Calorifers, den wir als einen Gegenstromapparat annehmen wollen;

B_4 die Brennstoffmenge, welche stündlich in dem Heizapparat H verbrannt wird;

l_4 die Luftmenge in Kilogrammen, welche stündlich auf dem Rost von H die Verbrennung von B_4 bewirkt,

t_4 die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsgase aus H nach dem Kamin entweichen;

t_1 die Temperatur, welche im Beharrungszustand in den Räumen des Gebäudes eintreten soll oder die Temperatur, mit welcher die unreine Luft aus G durch U entweicht;

T die Temperatur der Luft im Kamin;

λ das Verhältniss zwischen der Luftmenge in Kilogrammen, welche die Verbrennungen in C und H bewirkt und der Brennstoffmengen, welche stündlich in C und H verbrannt werden;

$c = 0{\cdot}237$ die Wärmekapazität der Luft.

Von diesen Grössen sind folgende als bekannt anzunehmen:

$$c,\ L,\ W,\ t,\ t_3,\ t_1,\ \mathfrak{H},\ \lambda,\ W_1,\ T$$

zu suchen sind dagegen:

$$B_3,\ t_2,\ t_4,\ B_4,\ F$$

Diese fünf Grössen werden auf folgende Weise bestimmt.

Die Wärmemenge W_1 ist die Differenz zwischen der in G eintretenden und aus G austretenden Wärmemenge; man hat daher:

$$W_1 = c\,L\,(t_2 - t_1)$$

Hieraus folgt:

$$t_2 = t_1 + \frac{W_1}{c\,L} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Die Wärmemenge $B_3\,\mathfrak{H}$, welche stündlich in C erzeugt wird, erhitzt die Luft l_3 von t_1 bis t_3 und die Luft L von t bis t_2; man hat daher:

$$B_3\,\mathfrak{H} = c\,l_3\,(t_3 - t_1) + L\,c\,(t_2 - t)$$

Es ist aber $l_3 = \lambda\,B_3$; führt man diesen Werth ein und sucht sodann B_3, so findet man:

$$B_3 = \frac{L\,c\,(t_2 - t)}{\mathfrak{H} - \lambda\,c\,(t_3 - t_1)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Die Wärme, welche stündlich in H durch Verbrennung von B_4 Kilogramm Brennstoff erzielt wird, erwärmt die Luftmenge $l_4 = \lambda\,B_4$ von t_1 bis t_4; man hat demnach:

$$\mathfrak{H}\,B_4 = l_4\,c\,(t_4 - t_1) = \lambda\,B_4\,c\,(t_4 - t_1)$$

Hieraus folgt:

$$t_4 = t_1 + \frac{\mathfrak{H}}{\lambda\,c} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Die Wärmemenge $B_3 \mathfrak{H} + B_4 \mathfrak{H}$, welche stündlich in den beiden Feuerungen von C und H entwickelt wird, entweicht durch die Mauern, Decken, Böden, Fenster und durch das Kamin; man hat daher:

$$B_3 \mathfrak{H} + B_4 \mathfrak{H} = W_1 + L\,c\,(T - t) = W$$

Hieraus folgt:

$$B_4 = \frac{W_1 + L\,c\,(T - t)}{\mathfrak{H}} - B_3 \quad \dots\dots \quad (4)$$

Da wir annehmen, dass der Calorifer ein Gegenstromapparat ist, so hat man Folgendes:

Die Wärmemenge, welche stündlich an die in C zu erwärmende Luft abgegeben wird, ist $L\,c\,(t_3 - t)$ oder wenn man für t_3 seinen Werth aus (1) einführt,

$$L\,c\,(t_3 - t) = L\,c\left(t_1 + \frac{W_1}{L\,c} - t\right) = W_1 + L\,c\,(t_1 - t)$$

Nennt man T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost von C, so erhält man die Heizfläche des Calorifers, wenn wir für den Ausdruck von F_g, Seite 215 der Resultate für den Maschinenbau, setzen

statt:	W	. . . . .	$W_1 + L\,c\,(t_1 - t)$
„	T_0	. . . . . .	T_0
„	T_1	. . . . . .	t_3
„	t_0	. . . . . .	t
„	t_1	. . . . . .	t_2

Es ist demnach:

$$F = \frac{W_1 + L\,c\,(t_1 - t)}{k} \; \frac{\text{lognat}\,\dfrac{T_0 - t_2}{t_3 - t}}{T_0 - t_2 - (t_3 - t)} \quad \dots\dots \quad (5)$$

und dabei ist $k = 14$ zu setzen.

Hiermit sind nun alle unbekannten Grössen bestimmt.

Heizung und Ventilation eines Krankenhauses. Wir wollen die gewonnenen Resultate auf die Einrichtung eines Krankenhauses anwenden.

Tafel XXII., Fig. 1. Das Gebäude habe drei Stockwerke. Das untere Stockwerk enthalte Bureaus, Zimmer für die Krankenwärter, Küche etc., aber keine Krankensäle. Die beiden oberen Stockwerke jedes 10 Krankensäle, jeder mit 12 Betten, ferner Zimmer für die Aerzte und das dienende Personal.

Alle Räume und selbst auch die Koridors sollen geheizt werden, damit beim Oeffnen der Thüren der Säle keine kalte Luft eintritt.

Die Wärmeverluste finden also statt durch die Umfangswände des Gebäudes und die Fenster, ferner durch den untersten Boden und durch die oberste Decke.

Länge des Gebäudes	89^m	
Tiefe " "	15^m	
Höhe bis an das Dachgesimse	14^m	
Doppel-Fenster: Höhe eines Fensters	2^m	
Breite	1^m	
Anzahl	180	
Anzahl der Kranken	240	
Dienstpersonal	50	
Temperatur, welche im Innern überall herrschen soll, im Winter	$+20°$	
Temperatur, äussere, an kalten Tagen	$-10°$	
Luftmenge, welche durch die Ventilation für jede einzelne Person geliefert werden soll, 120^{Kbm} oder stündlich	90^{Klg}	
Fläche eines Fensters	2^{qm}	
Fläche aller Fenster	360^{qm}	
Wärmeverlust $1{\cdot}2 \times 2 \times 360 \times 30$		= 25920 Wärmeeinheiten
Fläche einer Decke 89×15	1335^{qm}	
Wärmeverlust durch die oberste Decke und durch den untersten Boden: $1{\cdot}2 \times 2 \times 1335 \times 30 \times 0{\cdot}225$		= 21627 "
Umfassungswände ohne Fenster gerechnet $2912 - 360$	2552^{qm}	
Wärmeverlust durch die Mauern: $1{\cdot}2 \times 2552 \times 30 \times 1{\cdot}36$		= 125048 "
Wärmeverluste durch Mauern, Decken, Böden, Fenster		W_1 = 172595 Wärmeeinheiten
Luftmenge für $240 + 50 = 290$ Menschen 290×90, stündlich $L =$	26100^{Klg}	
Temperatur der Luft im Kamin $T =$	$60°$	
Wärmemenge um 26100^{Klg} Luft von $-10°$ auf $+60°$ zu erwärmen: $c\,L\,(T - t) = 0{\cdot}237 \times 26100 \times 70$		433260 "

Vernachlässigen wir die Wärmeproduktion durch die Menschen, so ist nun:

die totale Wärmemenge, welche in beiden Heizungen zusammen stündlich produzirt werden muss:

$$W = W_1 + c\,L\,(T - t) = 605593 \text{ "}$$

Es ist:

$$t_1 = 20^\circ,\ W_1 = 172595,\ L = 26100,\ c = 0{\cdot}237$$

demnach findet man: Gleichung (1)

$$t_2 = t_1 + \frac{W_1}{c\,L} = \ \ldots\ldots\ldots\ 48^\circ$$

Setzen wir: $L = 26100$, $c = 0{\cdot}237$, $t_2 = 48^\circ$, $t = -10^\circ$, $\mathfrak{H} = 6000$, $t_3 = 150^\circ$, $t_1 = 20^\circ$, $\lambda = 18$,
so findet man: Gleichung (2)

$$B_3 = \frac{L\ c\ (t_2 - t)}{\mathfrak{H} - \lambda\ c\ (t_3 - t_1)} \ \ldots\ldots\ 61^{Klg}$$

Wegen $t_1 = 20^\circ$, $\mathfrak{H} = 6000$, $\lambda = 18$, $c = 0{\cdot}237$ wird: Gleichung (3)

$$t_4 = t_1 + \frac{\mathfrak{H}}{\lambda\,c} \ \ldots\ldots\ldots = 1420$$

Nun findet man ferner wegen $W_1 + L\,c\,(T - t) = 358106$, $\mathfrak{H} = 6000$, $B_3 = 61$:

$$B_4 = \frac{W_1 + L\ c\ (T - t)}{\mathfrak{H}} - B_3\ \ldots\ldots = 40^{Klg}$$

Zur Berechnung von F, Gleichung (5) setzen wir:

$W_1 = 172595$, $L = 26100$, $c = 0{\cdot}237$, $k = 14$, $T_0 = 1420$, $t_2 = 48$, $t_3 = 150^\circ$, $t = -10^\circ$, $t_1 = 20^\circ$

und finden:

$$F = \frac{W_1 + L\ c\ (t_1 - t)}{k}\ \frac{\operatorname{lognat} \dfrac{T_0 - t_2}{t_3 - t}}{T_0 - t_3 - (t_2 - t)}\ \ldots = 42^{qm}$$

Zur Berechnung des Kamins hat man in den Formeln (5) und (6), Seite 450, zu setzen:

$m = 100$, $g = 9{\cdot}81$, $H = 40$, $h = 14$, $\alpha = 0{\cdot}00367$, $T = 60^\circ$, $t = -10^\circ$, $t_1 = 20^\circ$, $L = 26100$, $\gamma_0 = 1{\cdot}3$

und dann findet man:

$$U = \sqrt{\frac{2\,g}{1 + m}\left\{H\,\frac{\alpha\,(T - t)}{1 + \alpha\,t} - h\left[\frac{\alpha\,(T - t)}{1 + \alpha\,t} - \frac{\alpha\,(T - t_1)}{1 + \alpha\,t_1}\right]\right\}} = 1{\cdot}33^m$$

$$\Omega = \frac{L\ (1 + \alpha\ T)}{3600\ U\ \gamma_0}\ \ldots\ldots\ldots\ldots = 5^{qm}$$

ACHTER ABSCHNITT.

Beleuchtung mit Steinkohlengas.

Einleitendes.

Die Brennstoffe bestehen grösstentheils aus Kohlenstoff, enthalten aber noch Wasserstoff, Sauerstoff, geringe Quantitäten Stickstoff, Schwefel, Phosphor, Salze und Erden. Die Salze und Erden sind die Bestandtheile der Asche. Stickstoff, Schwefel und Phosphor ist nur in den Steinkohlen in geringer Menge vorhanden, im Holz kommen diese Stoffe nur selten und dann nur als Spuren vor. Werden Brennstoffe, z. B. Steinkohlen in ein luftleer gemachtes Gefäss eingeschlossen und dieses dann einer intensiven Glühhitze ausgesetzt (trockene Destillation), so tritt eine Zersetzung des Brennstoffes ein, es entwickeln sich verschiedene Gase und Dämpfe, die dann zu neuen Verbindungen zusammentreten, und wenn die Destillation eine gewisse Zeit, z. B. durch 5 Stunden fortgesetzt wurde, enthält das Destillationsgefäss eine gewisse Quantität verkohlter Steinkohlen (Koks), welche nur aus Kohlenstoff bestehen, ein Gemenge von Gasarten und Dämpfen und Asche. Das Gasgemenge besteht 1) aus Kohlenwasserstoffgas mit dem Minimum von Kohle, 2) Kohlenwasserstoffgas mit dem Maximum von Kohle, 3) Kohlenoxydgas, 4) Kohlensäuregas, 5) Ammoniakgas, 6) Schwefelwasserstoffgas, Theerdampf. Während des Destillationsaktes nimmt die Gasentwicklung allmählig ab. In der ersten Zeit des Aktes ist die Entwicklung sehr reichlich und besteht vorzugsweise aus den beiden Kohlenwasserstoffgasen, gegen das Ende des Destillationsaktes wird die Gasentwicklung schwach und es bildet sich vorzugsweise Kohlenoxydgas. Nach 4- bis 5stündiger Destillation ist der

Prozess beendigt, denn die nur aus Kohlenstoff bestehenden Koks glühen nur und sind einer Zersetzung nicht fähig. Die beiden Kohlenwasserstoffgase und das Kohlenoxydgas verbrennen in atmosphärischer Luft mit Lichtentwicklung. Die Verbrennung des Kohlenoxydgases zu Kohlensäure erfolgt mit einer schwachen bläulichen Lichtentwicklung. Die Verbrennung der Kohlenwasserstoffgase geschieht mit reicher Entwicklung von gelblich weissem Licht. Das Schwefelwasserstoffgas gibt ein bläuliches Licht und verbreitet, wie auch das Phosphorwasserstoffgas, einen höchst unangenehmen Geruch. Diese beiden Gase, so wie auch der Theerdampf sind demnach für die Benutzung der Destillationsgase zur Gasbeleuchtung nachtheilig und das Kohlenoxydgas ist gleichfalls zur Gasbeleuchtung nicht geeignet. Die Einrichtung eines Gaswerkes zur Erzeugung von Leuchtgas besteht nun aus folgenden Theilen: 1) aus einem Ofen zur trockenen Destillation des Brennstoffs; 2) aus mehreren Reinigungsapparaten zur Beseitigung aller zur Gasbeleuchtung untauglichen Gase, namentlich des Schwefelwasserstoffgases, des Ammoniakgases, des Phosphorwasserstoffgases, des Kohlenoxydgases, der Theerdämpfe; 3) aus einem grossen Gassbehälter zur Aufsammlung des gereinigten, vorzugsweise nur aus den beiden Kohlenwasserstoffgasen bestehenden Leuchtgases; 4) aus mehreren Apparaten zur Prüfung der Qualität des Gases und Messung seiner Quantität; 5) aus einer Gasleitung, in welche das gereinigte, geprüfte und gemessene Leuchtgas nach seinen Bestimmungsorten geleitet wird; 6) aus den Gasbrennern.

Nicht alle Kohlen sind zur Erzeugung von Leuchtgas gleich günstig. Es ist bisher noch nicht gelungen, ein zuverlässiges Verfahren ausfindig zu machen, nach welchem aus der chemischen Zusammensetzung der Steinkohlen auf die Qualität des daraus entstehenden Leuchtgases mit Sicherheit geschlossen werden konnte, aber als praktische Regel hat die Erfahrung gelehrt, dass diejenigen Kohlen, welche reichlich Gas und wenig Koks liefern sehr gutes Gas, aber Koks von geringer Qualität erzeugen. Dies ist vorzugsweise der Fall bei den sogenannten Boghead-cannel-Kohlen. Diese Kohlen sind noch einmal so theuer als die gewöhnlichen Gaskohlen, sie liefern aber um die Hälfte mehr Gas von einer weit grösseren Leuchtkraft.

Die ideale Fig. 2, Tafel XXII., gibt uns eine anschauliche Vorstellung von dem Gesammtprozess, der in einer Gasfabrik vorgeht. Die Apparate sind in dieser Zeichnung längs einer geraden Linie hingestellt, obgleich in der Wirklichkeit die Disposition anders ist.

a der Retortenofen, in welchem die Destillation der Kohlen geschieht. Solcher Oefen sind bei jeder grösseren Gasproduktion mehrere vorhanden und jeder einzelne Ofen enthält 3, 5 bis 7 Retorten. Die spezielle Einrichtung der Oefen und der übrigen Apparate wird später erklärt werden. b die Vorlage, welche das in den Retorten entstehende Gemenge von Gasen und Dämpfen aufsammelt. Diese Vorlage ist theilweise mit Wasser gefüllt und die Einrichtung derselben ist von der Art, dass die Retorten nicht mitsammen kommuniziren. c die Theercisterne, in welcher aller Theer, der in den verschiedenen Apparaten durch Condensation der Theerdämpfe gebildet wird, aufgesammelt wird. d der Condensator. Derselbe besteht aus einem Theerbehälter d_1 und aus einem vertikal aufgestellten Röhrensystem d_2, er wird an einem schattigen Ort aufgestellt, so dass die Röhren aussen von kühler Luft umgeben sind. Das Gasgemenge wird durch diese Röhren geleitet, wobei die Theerdämpfe condensirt werden. Der Theer schlägt sich an die innern Wände der Röhren nieder, fliesst an denselben zähflüssig herab, sammelt sich in dem Behälter d_1 und wird aus diesem in einem Rohr in die Theergrube geleitet. e der Waschapparat, er enthält Wasser, in welchem zuweilen irgend eine gasabsorbirende chemische Substanz aufgelöst wird. Das Gas wird durch das Wasser geleitet und gibt dabei vorzugsweise das Ammoniakgas an das Wasser ab. f_1 f_2 sind zwei Epurateurs oder Kalkreiniger; in denselben sind in horizontaler Lage Horden von Weidengeflechten eingelegt, auf welchen angefeuchtetes Kalkhydrat ausgebreitet ist. Das Gas wird in diese Apparate geleitet, durchzieht die Kalkschichten, gibt an dieselben vorzugsweise das Schwefel- und Phosphorwasserstoffgas ab und verlässt zuletzt den zweiten Apparat in ziemlich gereinigtem Zustande. Die Röhrenleitung wird so eingerichtet, dass man das Gas an den Apparaten vorüberleiten kann, ohne es eintreten zu lassen oder dass man es durch einen der Apparate oder durch den anderen oder endlich durch beide leiten kann. In grösseren Gaswerken werden mehr als zwei solcher Epurateurs angewendet. g der Scrobber. Dies ist ein mit angefeuchteten Koksstückchen gefüllter Cylinder von circa 2^m Höhe und 1^m Durchmesser. Das Gas durchzieht diese Füllungsmasse, gibt den noch in den Gasen enthaltenen Rest von Schwefel-, Phosphor- und Ammoniakgasen ab. Die Füllungen dieser Reinigungsapparate müssen von Zeit zu Zeit, wenn sie wirkungslos geworden sind, erneut werden. h der Exhaustor. Dies ist eine Art Saugapparat, welcher das Gas aus den bisher beschriebenen Apparaten aussaugt, damit in diesen Apparaten keine hohe Spannung eintreten kann. i der Compteur oder die

Gasuhr, zur Messung der Quantität des entstandenen Gases. k der Gasbehälter, welcher das gereinigte Gas aufnimmt. Es ist eine pneumatische Wanne im grossen Maassstabe. l der Druckregulator; es ist ebenfalls eine Art pneumatischer Wanne in kleinerem Maassstabe und ist in der Art eingerichtet, dass durch Belastungsgewichte die Spannung des Gases in der Leitung und im Gasbehälter k innerhalb gewisser Grenzen gemässigt oder gesteigert werden kann, so dass das Gas mit kleinerer oder grösserer Kraft in die Leitung getrieben wird. m der Anfang der Leitung. n ein Gasbrenner der Leitung.

Wir müssen nun die Einrichtung, Wirkung und die Leistung jedes einzelnen dieser Apparate betrachten.

Die Retorten.

Die Retorten wurden vormals von Gusseisen angefertigt, gegenwärtig werden sie aus feuerfestem Thon (Chamotte) hergestellt. Es gibt Werkstätten, welche sich mit der Anfertigung solcher Retorten befassen.

Die eisernen Retorten sind aufgegeben worden, weil sie durch den Schwefel der Steinkohlen ungemein rasch zu Grunde gehen und dann zu jeder Verwendung untauglich sind. Die Thonretorten, wenn sie gut gemacht sind und nicht zerspringen, widerstehen sehr gut allen chemischen Einwirkungen. Die eisernen Retorten bestehen aus einem Gussstück Tafel XXII., Fig. 3. Die Thonretorten sind mit einem gusseisernen Kopf b, Fig. 4, versehen, der mit Schrauben mit der Thonretorte a verbunden wird. Der Deckel, Fig. 5, wird vermittelst eines Querriegels mit Druckschrauben an den Retortenkopf geschraubt und nach jedesmaligem Laden der Retorte an dem der Retorte zugewendeten Saum mit einer Kalkkittmasse bestrichen. An den Retortenkopf ist ein Röhrenbecher zur Aufnahme der Steigröhren angegossen.

Die üblichen Dimensionen einer solchen Retorte sind: Länge $2{\cdot}5^{m}$, innere Weite 0.4^{m}, innere Höhe $0{\cdot}3^{m}$, innere Fläche $3{\cdot}25^{qm}$, Wanddicke für eine gusseiserne Retorte $0{\cdot}03^{m}$, Wanddicke für eine Retorte aus feuerfester gebrannter Erde $0{\cdot}08^{m}$. Die Ladung einer Retorte richtet sich nach der Grösse ihrer inneren Fläche, weil die eindringende Wärme dieser Fläche proportional ist. Diese Ladung beträgt für jeden Quadratmeter 23^{Klg}, demnach bei einer inneren Fläche von $3{\cdot}25^{qm}$ 65^{Klg} Steinkohlen. Gewöhnlich werden die Kohlen durch 4 bis 5 Stunden destillirt, und in diesem Falle beträgt die

Gasproduktion für jeden Quadratmeter der inneren Retortenfläche in 24 Stunden 30^{Kbm}, also für die ganze Retorte $30 \times 3{\cdot}25 = 100^{Kbm}$ Gas. Die für die Gasproduktion angemessene Hitze der Retorten wird durch die dunkel orange Farbe angedeutet. Die Produktenquantitäten, welche aus einem Kilogramm Steinkohlen gewonnen werden, richten sich nach der Beschaffenheit der Kohlen. Die besten englischen Boghead-cannel-Kohlen erfordern zur Destillation von 1^{Klg} Steinkohlen $0{\cdot}25^{Klg}$ Koks oder Steinkohlen und liefern bei fünfstündiger Destillation 400 Litre Gas, $0{\cdot}400^{Klg}$ Koks, $0{\cdot}064^{Klg}$ Theer, $0{\cdot}100^{Klg}$ ammoniakalisches Wasser. Das spezifische Gewicht dieses Gases aus Bogheadkohlen ist sehr gross und beträgt 0·752. Die gewöhnlichen Gaskohlen liefern weniger Gas und mehr Koks; die durchschnittlichen Quantitäten für diese Kohlen sind für 1^{Klg} destillirter Kohlen 256 Litre Gas, $0{\cdot}66^{Klg}$ Koks, $0{\cdot}064^{Klg}$ Theer, $0{\cdot}1^{Klg}$ ammoniakalisches Wasser. Das spezifische Gewicht dieses Gases ist gewöhnlich nur 0·500.

Die Anzahl der Retorten eines Gaswerkes wird durch die Grösse der einzelnen Retorten und durch den im Winter vorkommenden grössten täglichen Gasverbrauch bestimmt. Dieser Gasverbrauch ist das Hauptdatum für die Anordnung eines Gaswerkes, muss mit grösster Sorgfalt bestimmt werden und ist nicht leicht zu ermitteln. Es muss zu diesem Behufe ausfindig gemacht werden: 1) die Anzahl der für die Strassenbeleuchtung nöthigen Brenner; 2) die Anzahl der Brenner für öffentliche Gebäude und Versammlungssäle, Theater, Conzertsäle; 3) die Anzahl der Brenner für Privathäuser; 4) die Brennzeit dieser Brenner an denjenigen Wintertagen, an welchen die ausgedehnteste und reichste Beleuchtung statt finden soll. Es muss ferner berücksichtiget werden, die stets wahrscheinliche Zunahme des Gasverbrauches nach längerem Bestand der Gasbeleuchtung. Zu diesen Dingen muss namentlich bei Städtebeleuchtung unter Mitwirkung der Gemeindebehörde eine verlässliche Disposition der ganzen Kanalisation ausgearbeitet werden.

Für die Ausmittelung der Anzahl der Strassenbrenner darf man annehmen, dass die schräg über die Strasse gemessene Entfernung zweier Brenner in den belebtesten Theilen grösserer Städte 30^m, in den weniger belebten Stadtheilen 40^m bis 60^m betragen soll. Für kleinere Ortschaften genügt in der Regel eine Entfernung von 60^m. Die Brennzeit an den kürzesten Tagen ist je nach der Grösse und der Lebhaftigkeit des Verkehrs sehr verschieden. In kleineren Städten ist es in der Regel genügend, wenn die Strassenbeleuchtung an den kürzesten Tagen um 5 Uhr Abends beginnt und bis Mitternacht fortgesetzt wird. In grösseren Städten muss

die Strassenbeleuchtung wenigstens theilweise die ganze Nacht hindurch fortgesetzt werden. Die Beleuchtungszeit für kleinere Städte kann also zu 8, für grössere Städte zu 12 Stunden in Rechnung gebracht werden. Um die Anzahl der Brenner für öffentliche Gebäude und Versammlungssäle zu ermitteln, sind insbesondere die Tage zu berücksichtigen, an welchen allgemeine Festlichkeiten statt finden.

Am schwierigsten ist die Anzahl der Privatbrenner zu ermitteln. Diese steht nicht in einem constanten Verhältniss zur Anzahl der Strassenbrenner, sondern dieses Verhältniss ist in grösseren Städten viel grösser als in kleinen. Auch ist die Brennzeit der Privatbrenner in kleineren Städten viel kleiner als in grossen. Kaufläden z. B. werden in kleinen Städten frühzeitig geschlossen, bleiben in grösseren Städten gewöhnlich bis Mitternacht offen.

Nennt man: $B_1 B_2 B_3$ die Anzahl der Strassenbrenner, der Brenner für öffentliche Gebäude und der Privatbrenner, $T_1 T_2 T_3$ die Beleuchtungszeiten für diese Brenner an den kürzesten und insbesondere an solchen Tagen, an welchen die reichlichste Beleuchtung stattfinden soll, $q_1 q_2 q_3$ den stündlichen Gasverbrauch dieser Brenner in Kubikmetern, Q den totalen Gasverbrauch in Kubikmetern an diesen Tagen, so ist:

$$Q = B_1 T_1 q_1 + B_2 T_2 q_2 + B_3 T_3 q_3 \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Gewöhnlich ist der stündliche Gasverbrauch der Strassenbrenner 4 Kubikfuss englisch oder $0{\cdot}1^{Kbm}$. Da nun die Gasproduktion von einem Quadratmeter Retortenfläche in 24 Stunden 30^{Kbm} beträgt, so ist die gesammte Heizfläche F aller zur Gasproduktion nothwendigen Retorten

$$F = \frac{Q}{30} = \frac{B_1 T_1 q_1 + B_2 T_2 q_2 + B_3 T_3 q_3}{30} \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

Werden Retorten von $3{\cdot}25^{qm}$ Heizfläche angewendet, so ist die Anzahl J der Retorten

$$J = \frac{F}{3{\cdot}25} = \frac{Q}{100} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Für die oft vorkommenden Fälle, dass einige Retortenöfen wegen Reparaturen nicht gebraucht werden können oder dass aus irgend welchen nicht vorauszusehenden Ursachen ein ungewöhnlich grosser Gasverbrauch eintritt, muss man sich dadurch helfen, dass man sehr ergiebige Kohlen destillirt und die Dauer einer Destil-

lation von 5 auf 3 bis 2 Stunden herabsetzt. Ein erheblicher ökonomischer Nachtheil kann daraus nicht entstehen, denn man gewinnt in diesem Fall eine grössere Menge Koks.

Die Retortenöfen.

Die für ausgedehnte Beleuchtungen erforderliche Anzahl J der Retorten ist stets so gross, dass zur Unterbringung derselben eine grössere Anzahl von Oefen nothwendig wird. Gewöhnlich werden Oefen mit 5 Retorten angewendet und dazu noch mehrere Oefen zu 3 Retorten hinzugefügt. Bei der Einrichtung der Oefen muss gesorgt werden: 1) für eine möglichst vollständige Verbrennung des Brennstoffs, 2) für eine möglichst gleichförmige Vertheilung der Verbrennungsgase in denjenigen Räumen des Ofens, welche die Retorten enthalten, so dass also an allen Stellen der Heizflächen der Retorten eine für die Destillation geeignete Temperatur eintritt. Um diesen Grundsätzen zu entsprechen, hat man sehr verschiedene Ofeneinrichtungen ausgedacht, die man in dem Werke von *Schilling* abgebildet und beschrieben findet. Wir müssen uns hier einschränken und mit der Erklärung von nur *Einer* Ofeneinrichtung begnügen.

Die Tafel XXII., Fig. 6 bis 11 zeigen die Einrichtung eines *Clegg*'schen Ofens mit fünf Retorten. Fig. 6 ist ein Querschnitt, Fig. 7 ein Längenschnitt, Fig. 8 eine vordere Ansicht, Fig. 9 ein Horizontalschnitt in der Höhe $\alpha\ \beta$ (Fig. 7), Fig. 10 und 11 zeigen die Einrichtung der Vorlage. a a a . . . ist der halbcylindrische Hohlraum, welcher die fünf Retorten enthält. Drei derselben liegen ganz nahe am Boden, die beiden andern werden durch Träger b aus gebrannter Erde getragen. Unter diesem Hohlraum a befinden sich drei kleinere ebenfalls halbcylindrische Hohlräume c c und d. Die ersteren sind durch Scheidewände c_1 c_1, Fig. 9, in einzelne kleine Kammern getheilt, die unter einander durch die Oeffnungen c_2 c_2 . . . mit dem Hohlraum d durch die Oeffnungen c_3 c_3 . . . und mit dem Hohlraum a durch die Kanälchen c_4 c_4 c_4 kommuniziren.

Der mittlere Hohlraum d enthält den Feuerrost e. Unter demselben befindet sich ein theilweise mit Wasser gefüllter Trog *f*, welcher die durch den Rost fallenden Abgänge aufnimmt und ablöscht. Alle Wände des ganzen Systems von Hohlräumen, mit welchen die Verbrennungsgase in unmittelbare Berührung kommen, müssen aus feuerbeständigem Thonmaterial (aus Chamotte) herge-

stellt werden, und nur das nach aussen Gekehrte kann aus sonstigen guten Backsteinen ausgeführt werden. Ueber dem Gewölbe des Hohlraums a ist ein Kanal g, Fig. 6 und 7, angebracht, nach welchem aus a die Oeffnungen g_1 g_1 führen. Am hintern Theil der Ofenreihe befindet sich ein Kanal h, in welchen sämmtliche Kanäle g der Ofenreihe einmünden. Durch diesen Kanal h ziehen die Verbrennungsgase sämmtlicher Oefen nach dem ausserhalb des Retortenhauses errichteten Kamin. Die vordere Wand k des Retortenofens muss, wenn die Retorten auszuwechseln sind, weggebrochen werden, daher so ausgeführt werden, dass ihre Wegnahme den übrigen Theil des Baues nicht alterirt. In dieser Vorderwand ist neben jeder Retorte eine kleine quadratische Schaulucke angebracht, um den Temperaturgrad an der Färbung der Retorten beurtheilen zu können. Jede Lucke wird mit einem Stöpsel aus gebrannter Erde leicht geschlossen, so dass zur nachträglichen Verbrennung etwas Luft in den Ofen eintreten kann. Die Verbrennungsgase vertheilen sich zumeist in dem mittleren Sackkanal d, treten dann durch die Oeffnungen c_3 c_3 in die Kammern c c c, steigen von da durch die vertikalen Kanälchen c_4 c_4 in den grossen Retortenraum a a auf, umwandern die Retorten, entweichen durch die Decklucken g_1 g_1.... nach dem Kanal g und gelangen endlich in den nach dem Kamin führenden allgemeinen Kanal h.

Die Destillationsgase gelangen dagegen durch die Aufsteigröhren k k.... in die theilweise mit Theer gefüllte Vorlage m. Die nach abwärts gerichteten Mündungen der Röhren k tauchen in die in der Vorlage enthaltene absperrende Flüssigkeit (Wassertheer) ungefähr $0{\cdot}1^m$ tief ein, Fig. 10, so dass wenn in einer Retorte der Deckel abgenommen wird, kein Gas aus der Vorlage durch die Steigröhren k nach den Retorten zurücktreten kann. Die Retorten sind auf diese Weise von einander getrennt und beim Oeffnen einer Retorte geht daher nur das in der Retorte enthaltene Gas verloren, ein Verlust der nicht von Belang ist, weil am Ende der Destillation nicht viel Gas in den Retorten vorhanden ist. In den Aufsteigröhren setzt sich stets viel Theer und Russ an, wodurch sie leicht verstopft werden, deshalb sind oben Deckel angebracht, die, wenn sie weggenommen werden, eine Reinigung der Röhren vermittelst stangenartiger Werkzeuge gestatten. An dem einen Ende der Vorlage ist, Fig. 11, ein Theerabflussrohr n und das Gasentweichungsrohr p angebracht. Wenn nach fünfstündiger Destillation die Retorten eines Ofens frisch geladen werden sollen, wird zuerst der Deckel von einer der Retorten des Ofens weggenommen, worauf das in der Retorte enthaltene Gas austritt, durch das Retortenhaus aufsteigt

und durch die im Dach des Retortenhauses angebrachten Oeffnungen entweicht. Sodann wird ein aus Eisenblech gefertigter Schiebekarren unter die Oeffnung der Retorte gestellt und werden die Koks vermittelst eiserner Werkzeuge herausgezogen und in den Kasten des Karrens fallen gelassen. Mittlerweile wird die abgewogene Steinkohlenladung einer Füllung in eine halbcylindrische mit einem Stiel und Quergriff versehene muldenförmige Schaufel, Taf. XXII., Fig. 12, gebracht. Diese wird dann in die entleerte Retorte geschoben, rasch umgewendet und herausgezogen, wodurch die Ladung auf den Boden der Retorte ziemlich gleichförmig ausgebreitet zu liegen kommt. Sodann wird der am Rand mit Kitt bestrichene Deckel angelegt und durch die Druckschrauben fest angeschlossen. Auf gleiche Weise werden die übrigen Retorten der Reihe nach geladen. Der Karren mit den glühenden Koks wird in den Hofraum geführt und auf den Boden ausgeleert, worauf die Koks mit kaltem Wasser gelöscht und wenn sie kalt geworden sind, in das Koksmagazin gefördert werden.

Die Länge der Vorlage ist gleich der ganzen Länge der Ofenröhren, der Querschnitt derselben ist der Gasproduktion sämmtlicher Retorten proportional zu nehmen. Nennt man Ω den Querschnitt der Vorlage, F die Summe der inneren Flächen sämmtlicher Retorten, so ist zu nehmen:

$$\Omega = \frac{F}{600} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

Größe des Rostes.

Nennt man J die Anzahl der Retorten eines Ofens, f die innere Fläche einer Retorte und berücksichtigt, dass die Ladung für jeden Quadratmeter Retortenfläche 23^{Kls} Steinkohlen beträgt, so ist die Ladung sämmtlicher J Retorten eines Ofens $23\,J\,f$. Die Dauer einer Destillation zu 5 Stunden gerechnet, ist die Steinkohlenmenge, welche stündlich im Ofen dastillirt wird, $\frac{23\,J\,f}{5}$. Die Destillation von 1^{Kls} Steinkohlen erfordert $0{\cdot}25^{Kls}$ Koks. Die Brennstoffmenge, welche stündlich auf dem Rost des Ofens zu verbrennen ist, ist demnach:

$$B = 0{\cdot}25 \frac{23\,J\,f}{5} = 1{\cdot}15\,J\,f \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

Nach der von uns Seite 309 aufgestellten allgemeinen Regel für Roste ist

$$R = \frac{B}{1895\ m\ \Delta}$$

Nehmen wir, wie für Dampfkesselfeuerungen, $m = 0{\cdot}25$, $\Delta = 0{\cdot}1$, und setzen für B seinen Werth aus (5), so erhalten wir:

$$R = \frac{J\,f}{41} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Nach gefälligen Mittheilungen des Direcktors *Schilling* habe ich für die Bestimmung der Rostfläche folgende empirische Formel hergeleitet:

$$R = (0{\cdot}045 - 0{\cdot}005\ J)\ J\,f \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Diese Regel gibt für $J = 4$, $R = \frac{J\,f}{40}$, gibt also für $J = 4$ den gleichen Werth wie (6). Nach dieser Regel (7) fallen jedoch die Rostflächen für Oefen mit wenig Retorten verhältnissmässig etwas grösser aus, als für Oefen mit mehr Retorten. Es folgt nämlich aus (7):

für $J =$	3	4	5	7
$\frac{R}{J\,f} =$	$\frac{1}{33}$	$\frac{1}{40}$	$\frac{1}{50}$	$\frac{1}{100}$

Das Kamin.

Die Steinkohlenmenge, welche stündlich auf sämmtlichen Rosten aller Oefen verbrannt wird, finden wir, wenn wir in (5) F statt $J\,f$ setzen; diese Steinkohlenmenge ist demnach $1{\cdot}15\,F$. Rechnet man, dass für eine Pferdekraft 3^{Klg} Steinkohlen erforderlich sind, so entspricht die Feuerung sämmtlicher Oefen mit F Quadratmeter Heizfläche einer Kraft von $\frac{1}{3} \cdot 1{\cdot}15\ F = 0{\cdot}38\,F$. Die Pferdekraft N des für alle Oefen erforderlichen Kamins ist demnach:

$$N = 0{\cdot}38\ F \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Durch Vergleichung der Kamine verschiedener Gasanlagen habe ich gefunden $N = 0{\cdot}50\,F$, was mit (8) hinreichend stimmt.

Der Condensator.

Der Zweck des Condensators ist, die aus der Vorlage entweichenden Gase von den Theerdämpfen zu befreien, was durch Abkühlung der Gase mit kalter Luft oder mit kaltem Wasser ge-

schieht. Tafel XXII., Fig. 13, 14, 15 zeigt die gewöhnlich übliche Einrichtung eines Luftcondensators. Derselbe besteht aus dem Theertrog a und den Abkühlungsröhren b b b ..., b_1 b_1 b_1 ... und aus dem Umgehungsrohr c. Wie aus Fig. 13 zu ersehen ist, sind an der Decke des Theertroges vertikale Wände angegossen, die aber nicht bis an den Boden des Troges herabreichen. Im normalen Gang des Gaswerkes enthält der Trog Theer, in welchen die untern Kanten der Scheidewände 0·1^m tief eintauchen, wodurch die Räume a_1 a_1 a_1 ... von einander abgesperrt werden. a_2 ist das Theerabflussrohr, das nach der Theercysterne führt, die sich im Boden des Hofraums befindet und ausgemauert ist. Durch dieses Theerabflussrohr wird die Oberfläche in a_1 a_1 ... auf gleicher Höhe erhalten. Die Kammern a_1 a_1 ..., kommuniziren durch die Abkühlungsröhren b b ... b_1 b_1 ... in der Weise, wie in Fig. 15 durch Linien angedeutet ist. c_1 c_2 c_3 sind drei Abstellschieber. Wenn das Gas durch den Condensator strömen soll, werden c_2 und c_3 aufgezogen, wird dagegen c_1 geschlossen. Das Gas tritt bei d ein, gelangt durch c_2 in das System der Abkühlungsröhren und entweicht zuletzt durch c_3 nach e. Wenn an dem Condensator Reparaturen oder Reinigungen vorgenommen werden, wird das Gas nicht durch den Condensator, sondern durch das Umlaufrohr c geleitet. Dann wird c_1 geöffnet, c_2 und c_3 geschlossen.

Jede Abkühlungsröhre ist oben mit einem Putzdeckel verschlossen, um die Röhren von dem Theer, der sich an den Wänden dick ansetzt und dieselben verstopft, zu reinigen. Dieser Condensator wird an einem möglichst kühlen Ort, entweder im Schatten im Freien oder in dem Reinigungshaus aufgestellt.

Tafel XXIII., Fig. 1 und 2 zeigt eine von *Kirkham* erfundene Einrichtung eines Luftcondensators. Der ganze Apparat besteht aus mehreren einzelnen selbstständigen Apparaten, die durch Röhren in Kommunikation gesetzt sind. Ein einzelner dieser Apparate, z. B. I. besteht aus dem Kühlrohr A_1 und dem Theersammler B_1. A_1 besteht aus zwei concentrischen Röhren, das innere Rohr ist oben und unten offen, es schliesst oben durch einen ringförmigen Deckel an das äussere Rohr an, reicht aber unten bis auf den Boden des Theersammlers herab. Das abzukühlende Gas tritt bis a in den ringförmigen Raum zwischen den beiden Röhren von A_1 ein, strömt in demselben nach dem Theersammler herab und wird von da durch das Verbindungsrohr c_1 nach dem zweiten Apparat A_2 geleitet. Zuletzt, wenn es sämmtliche Apparate durchzogen hat, entweicht es bei b. Die kalte Luft, welche die Abkühlung des Gases hervorzubringen hat, steigt an den Wänden der äusseren

und inneren Röhren des Apparates auf. Es ist demnach ein Gegenstromapparat. Jeder Theersammler ist mit einem Theerabflussrohr c c c . . . versehen, das in das gemeinschaftliche nach der Theergrube führende Rohr d einmündet.

Umgibt man die Abkühlungsröhren der beschriebenen Apparate mit einer gemeinschaftlichen Umschliessungswand und leitet in den Raum zwischen dieser Wand und den Wänden der Abkühlungsröhren kaltes Wasser, das fortwährend zu- und abfliesst, so erhält man einen Wassercondensator, der allerdings wirksamer gemacht werden kann als ein Luftcondensator, der aber so viel kaltes Wasser erfordert, dass dessen Herbeischaffung oftmals schwierig und mit Kosten verbunden ist, indem man Pumpen und Kraftmaschinen braucht.

Die Hauptdaten für die Anlage eines Condensators sind: der Querschnitt der Abkühlungsröhren und die Grösse der Abkühlungsfläche. Der Querschnitt Ω_1 der Abkühlungsröhren muss der täglichen Gasproduktion oder der Heizfläche F aller Retorten proportional gemacht werden. Ein Quadratmeter Retortenfläche gibt in 24 Stunden 30^{Kbm} Gas, also stündlich $\frac{30}{24} = 1{\cdot}25^{Kbm}$ Gas. F Quadratmeter Retortenfläche geben stündlich 1·25 F Kubikmeter Gas. Man darf annehmen, dass das Gas mit einer Geschwindigkeit von 1^m pro 1 Sekunde die Kühlröhren durchströmt. Die Geschwindigkeit in Metern und pro Stunde ist demnach 3600^m. Man erhält demnach:

$$3600\ \Omega_1 = 1{\cdot}25\ F$$

Hieraus folgt hinreichend genau:

$$\Omega_1 = \frac{F}{3000} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

Durch Vergleichungen der Retortenflächen mit den Abkühlungsflächen der Condensatoren von bestehenden Gaswerken habe ich gefunden, dass bei Luftcondensatoren die Abkühlungsfläche 0·3 bis $1{\cdot}3^{qm}$ für jeden Quadratmeter Retortenfläche beträgt, also sehr variabel ist.

Schilling gibt Seite 137 an, dass 50 Quadratfuss Abkühlungsfläche für stündliche 1000 Kubikfuss Gas zu rechnen sind. Nach dieser Angabe ergibt sich $0{\cdot}25^{qm}$ Abkühlungsfläche auf einen Quadratmeter Retortenfläche, was mit dem kleineren der von mir gefundenen Werthe nahe übereinstimmt. Ich stelle nun als Regel auf:

$$F_1 = 0{\cdot}3\ F \quad \ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

wobei F_1 die Abkühlungsfläche des Condensators bezeichnet.

Der Scrubber.

Der Scrubber ist ein Apparat, der den Condensator zu sekundiren bestimmt ist. Er dient ebenfalls zur Theerabsonderung, jedoch vermittelst genetzter Koks. Tafel XXIII., Fig. 3 stellt den Apparat vor. Es ist ein cylindrisches Gefäss a a von 2 bis 2·5^m Höhe und 0·7 bis 1^m Weite. Dasselbe ist oben mit einem ebenen Deckel b, unten mit einem konischen Boden c geschlossen; bei d d ist ein rostartiger Zwischenboden vorhanden. Durch den Deckel ist ein Rohr f gesteckt, das in ein horizontales siebartig durchbohrtes Rohr e einmündet. f wird langsam um seine Axe gedreht. Der Cylinder a ist von d d an nahe bis e e hin mit Koksstückchen von Nussgrösse angefüllt. Dieselben werden durch Wasser genetzt, das durch f zugeleitet und vermöge der drehenden Bewegung desselben aus den Löchern von e gleichförmig auf die Koks oberflächlich gespritzt wird. Das Wasser sickert durch die Koksmasse, sammelt sich unten am Boden und wird durch das Röhrchen g abgeleitet. Das Gas tritt bei h ein, geht durch die Koksmasse und entweicht bei k.

Der Waschapparat.

Die Reinigung des Gases von Ammoniakgas geschicht durch Waschen des Gases mit Wasser. Die dazu dienenden Apparate werden Waschapparate genannt; dieselben können auf verschiedene Weise eingerichtet werden. Tafel XXIII., Fig. 4 und 5 zeigt eine übliche gute Einrichtung. Es ist ein Schachtelgefäss aus Gussplatten mit Blechdeckel und Wasserabsperrung. a b sind zwei Querwände, c c eine innere Decke mit kurzen vertikalen Röhren d d ..., die in das in e enthaltene Wasser 0·06 bis 0·10^m tief eintauchen. Das Gas tritt bei f ein, gelangt durch den Kanal g in den Deckelraum, durchströmt die kurzen Röhren d, brodelt durch das in e enthaltene Wasser, entweicht durch die Oeffnung i nach dem Kanal k und von da durch das Rohr m. Auch hier wie bei allen anderen Apparaten ist ein sogenanntes Umgehungsrohr n angebracht, das gebraucht wird, wenn das Gas nicht durch den Apparat gehen soll. Das Gas kommt vom Condensator her bei q an. Soll es durch den Apparat gehen, so werden die Schieber p_1 p_2 geöffnet, die Schieber p_3 p_4 geschlossen. Soll es nicht durch den Apparat, sondern durch n aus q nach r gehen, so werden die Schieber p_3 p_4 geöffnet, die Schieber p_1 und p_2 geschlossen. Ein Quadratmeter Horizontalquer-

schnitt genügt für eine Gasproduktion von 3000^{Kbm} in 24 Stunden, man hat daher:

$$\Omega = \frac{Q}{3000} = \frac{F}{100} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

wobei Q die Gasproduktion in Kubikmetern in 24 Stunden am kürzesten Tag, F die Summe aller Retortenflächen, Ω den Horizontalquerschnitt des Apparates in Quadratmetern bezeichnet.

Die Epurateurs oder Kalkreiniger.

Die Reinigung des Gases von Schwefelwasserstoffgas und theilweise auch von Ammoniakgas geschieht vermittelst zerstossenem und angefeuchtetem Kalkhydrat (gelöschtem Kalk). Dieser angefeuchtete Kalk wird in dünne Schichten auf ebenen Weidengeflechten (Horden) ausgebreitet, und diese Horden werden mehrere übereinander in ein Schachtelgefäss untergebracht. Jederzeit werden wenigstens zwei solcher Epurateurs aufgestellt, in grösseren Gaswerken mehrere Paare. Tafel XXIII., Fig. 6 zeigt die Einrichtung eines einzelnen Apparates, Fig. 7 in einem kleineren Maassstabe die Disposition zweier Apparate mit ihrem Umgehungsrohr. Das Gefäss ist durch eine Querwand in zwei Räume getheilt. An diese Wand, wie an die gegenüberstehenden Wände sind Leisten angegossen; auf diese werden die Weidenhorden gelegt, auf welchen der Kalk ausgebreitet wird. Fig. 7 zeigt das System der Kommunikationsröhren mit Absperrschiebern. Es ist so eingerichtet, dass man 1) das Gas an dem Apparat vorbeileiten kann, 2) dass man es nur durch den einen oder durch den anderen Apparat streichen lassen kann, 3) dass es durch beide Apparate nach einander geführt wird. Wenn es nicht in die Apparate eintreten soll, werden die Schieber 3 und 12 geschlossen, 1 und 2 geöffnet. Wenn es nur durch den Apparat I. gehen soll, werden 3, 4, 10, 12 geöffnet, die übrigen geschlossen. Wenn es durch II. gehen soll, werden 3, 5, 11, 12 geöffnet, die übrigen geschlossen. Wenn es zuerst durch I., dann durch II. gehen soll, werden 3, 4, 8, 7, 11 geöffnet, bleiben die übrigen Schieber geschlossen. Wenn es zuerst durch II., dann durch I. gehen soll, werden 3, 5, 9, 6, 10 geöffnet, werden die übrigen Schieber geschlossen.

Zur Bestimmung der Dimensionen der Apparate kann man nach Erfahrungen nachstehende Regeln beobachten.

Oberfläche sämmtlicher Horden sämmtlicher Apparate:

$$\frac{F}{2} \text{ bis } F \text{ Quadratmeter}$$

oder

$$\frac{Q}{60} \text{ bis } \frac{Q}{30} \text{ Quadratmeter}$$

Anzahl der übereinander gestellten Horden in jedem Apparat 3 bis 4. Kalkquantum, das auf einem Quadratmeter Hordenfläche auszubreiten ist, 20 Liter. Dicke einer Kalkschicht $0 \cdot 1^m$. Entfernung der Horden in einem Apparat 0·2. Volumen aller Apparate $0 \cdot 1\ F$ bis $0 \cdot 2\ F$ Kubikmeter oder $\frac{Q}{300}$ bis $\frac{Q}{150}$ Kubikmeter.

Der Gasbehälter.

Die Hauptheile des Gasbehälters, Tafel XXIII., Fig. 8 u. 9, sind der in der Regel gemauerte Wasserbehälter A und die sogenannte Glocke B. Hilfsbestandtheile sind ein Schacht C zur Zu- und Ableitung des Gases, ein Gerüst zur Führung der Glocke und zuweilen im Innern ein Gerüst aus Holz, um die Glocke zu tragen, wenn der Wasserbehälter entleert wird.

Der Wasserbehälter muss auf das Solideste wasserdicht und fest hergestellt werden und besonders, wenn seine Dimensionen ein gewisses Maass überschreiten. Der Druck des Wassers gegen den Boden, der Erddruck gegen die Umfangsmauern und der von innen nach aussen wirkende Wasserdruck gegen diese Mauern ist ungemein gross. Ein undicht werdender Wasserbehälter hat zur Folge, dass das Wasser schnell ausfliesst, dass die Glocke schnell niederstürzt, oder wenn sie nicht regelmässig geführt wird, an den Führungen hängen bleibt und zerknickt wird und dass endlich die ganze grosse Gasmasse entweicht oder gar durch Gasflammen, die sich in der Nähe befinden, entzündet und furchtbare Zerstörungen verursacht. Aber auch selbst dann, wenn solche Katastrophen nicht eintreten, ist immer ein Schadhaftwerden oder eine Zerstörung dieses Baues für ein Gaswerk eine grosse Kalamität, indem eine andere Herstellung einen längeren Zeitaufwand erfordert, während welchem der Betrieb des ganzen Gaswerkes gestört wird. Die beste Herstellung des Wasserbehälters ist folgende: Zuerst wird eine konische Grube $c\ d\ c_1\ d_1$ ausgegraben, wird die Erde oder der Kies oder Sand des Bodens gut zusammen gestampft und vollkommen eben gemacht oder in der Mitte etwas konisch vertieft. Dann wird der Boden mit einer guten Betonschicht von 0·8 bis 1^m Dicke belegt. $0 \cdot 22^{Kbm}$ hydraulischer Kalk, $0 \cdot 40^{Kbm}$ Quarzsand, $0 \cdot 69^{Kbm}$ Geröll-

steine von Eigrösse sind angemessene Verhältnisse für die Betonmasse und geben gut verdichtet 1^{Kbm} Beton. Auf diese Grundlage kommt eine Rollschicht von hydraulischen Backsteinen mit gutem hydraulischen Cement (hydraulischer Kalk und Quarzsand). Diese Backsteinschicht wird noch mit einer Schicht von $0{\cdot}16^m$ bis $0{\cdot}20^m$ von hydraulischem Cement belegt. Die Umfangsmauer muss nach innen zu aus hydraulischen Backsteinen mit Cement ausgemauert werden, die äussere Rinde kann dagegen aus gewöhnlichen guten Backsteinmauern hergestellt werden. Da der von innen nach aussen gegen die Umfangsmauern wirkende Wasserdruck stets grösser ist als der von aussen nach innen wirkende Erddruck, so ist es gut, zur Ausfüllung des äusseren konisch ringförmigen Raumes Quarzsand anzuwenden. Die Krone des Umfangsmauerwerkes wird mit einem Ring von Quadersteinen belegt. Nach den von *Poncelet* für Stützmauern aufgestellten Regeln beträgt die Dicke, welche die Mauer erhalten soll, um dem Erddruck zu widerstehen, $0{\cdot}285\,H$ für Ausfüllung mit gewöhnlicher Erde, $0{\cdot}500\,H$ für Ausfüllung mit Sand, $0{\cdot}229\,H$ für Ausfüllung mit leichter Erde. Dagegen beträgt die Dicke der Mauer, um dem Wasserdruck zu widerstehen, $0{\cdot}62\,H$, wobei H die Tiefe des Gasometers bezeichnet. Die erforderlichen Mauerdicken x_1 x_2 x_3 sind daher in den drei Fällen

$$x_1 = (0{\cdot}620 - 0{\cdot}285)\,H = 0{\cdot}335\,H, \quad x_2 = (0{\cdot}620 - 0{\cdot}500)\,H = 0{\cdot}120\,H,$$
$$x_3 = (0{\cdot}620 - 0{\cdot}229)\,H = 0{\cdot}391\,H$$

Um für alle Fälle zu genügen, darf man für die Mauerdicke x nehmen:

$$x = \frac{1}{3}\,H$$

Das Volumen des Gasbehälters muss so gross sein, dass derselbe die Gasmenge zu fassen vermag, welche innerhalb 24 Stunden in der Zeit produzirt wird, in welcher nicht beleuchtet wird. Nennt man Q die Gasmenge in Kubikmetern, welche in den kürzesten Tagen in 24 Stunden erzeugt wird, T die Beleuchtungszeit an diesen Tagen, $\mathfrak{V}$ das Volumen des Gasbehälters, so ist:

$$\frac{\mathfrak{V}}{Q} = \frac{24 - T}{24}$$

für $T =$	5	6	8	10	Stunden
wird $\frac{\mathfrak{V}}{Q} =$	0·8	0·75	0·66	0·58	

Das Verhältniss zwischen dem Durchmesser und der Höhe des Gasbehälters wird nicht constant genommen; die Höhe nimmt

nur wenig zu mit dem Durchmesser. Als empirische Regel darf man gelten lassen:

$$H = 3{\cdot}5 + 0{\cdot}15\ D$$

Diese Regel gibt:

für D =	10	15	20	25	30	Meter
H =	5	5·75	6·5	7·25	8·00	„
𝔅 =	393	1016	2042	3559	5655	Kubikmeter.

Die Glocke wird aus dünnem Blech zusammengenietet, die Decke wird durch leichtes Stangenwerk ausgesteift. Die Blechdicke wird so berechnet, dass die Differenz zwischen dem innern Gasdruck gegen die Decke und dem äusseren atmosphärischen Druck hinreichend ist, die Gasglocke schwimmend im Wasser zu erhalten oder dass wenigstens keine zu grossen aufwärts ziehenden Belastungsgewichte nothwendig sind, um den Schwimmzustand der Glocke herbeizuführen.

Legen wir uns die Aufgabe vor, die Blechdicke so zu bestimmen, dass die Glocke ohne Anbringung von Balancirungsgewichten schwimmend erhalten wird.

Nennen wir, Tafel XXIII., Fig. 10, D den äusseren Durchmesser der Glocke, H ihre Höhe, δ die Blechdicke, die wir überall gleich gross annehmen wollen, in der Wand wie in der Decke, $\gamma = 7800$ das Gewicht eines Kubikmeters Schmiedeeisen, $\mathfrak{A}$ den äusseren atmosphärischen Druck auf einen Quadratmeter, $\mathfrak{A}_1$ den inneren Gasdruck gegen einen Quadratmeter, t die Niveaudifferenz ausserhalb und innerhalb der Glocke, T die Eintauchungstiefe, wenn die Glocke schwimmt. Dies vorausgesetzt ist $\frac{D^2 \pi}{4}\,\mathfrak{A}$ der Druck der Atmosphäre gegen die Decke der Glocke, $\left(\frac{D^2 \pi}{4} + D \pi H\right) \delta \gamma$ das Gewicht der Glocke (die Verstärkungen nicht in Rechnung gebracht). $(D - 2\,\delta)^2 \frac{\pi}{4}\,\mathfrak{A}_1$ der Gasdruck gegen die innere Fläche der Decke, $D \pi \delta\,(1000\,T + \mathfrak{A})$ der nach aufwärts gerichtete Druck gegen den untern Blechdurchschnitt der Glocke. Die Bedingung des Schwimmens ist demnach:

$$\frac{D^2 \pi}{4}\,\mathfrak{A} + \left(\frac{D^2 \pi}{4} + D \pi H\right) \delta \gamma = (D - 2\,\delta)^2 \frac{\pi}{4}\,\mathfrak{A}_1 + D \pi \delta\,(1000\,T + \mathfrak{A}) \quad (1)$$

$2\,\delta$ kann man immer gegen D vernachlässigen. Dann folgt aus dieser Gleichung:

$$\delta = \frac{\frac{D^2 \pi}{4} (\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A})}{\left(\frac{D^2 \pi}{4} + D \pi H\right) \gamma - D \pi (1000 T + \mathfrak{A})} \quad . \quad . \quad (2)$$

oder

$$\delta = \frac{\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A}}{\left(1 + \frac{4 H}{D}\right) \gamma - \frac{4}{D} (1000 T + \mathfrak{A})} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

auch hat man:

$$\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A} = \delta \left[\left(1 + \frac{4 H}{D}\right) \gamma - \frac{4}{D} (1000 T + \mathfrak{A}) \right] \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

ferner:

$$t = \frac{\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A}}{1000} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Die Gleichung (5) bestimmt die Blechdicke. Die Gleichung (4) zeigt, wie die Spannung im Innern zunehmen muss, so wie die Glocke mehr und mehr mit Gas gefüllt wird und die Tiefe T der Eintauchung abnimmt.

Es sei z. B.:

$\mathfrak{A} = 10330$, $t = 0{\cdot}05$, $\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A} = 1000\, t = 50^{Klg}$, $\gamma = 7800$,
$D = 20^m$, $H = 6{\cdot}5^m$, $T = 6{\cdot}4^m$ (fast ganz eingetaucht)

dann findet man:

$$\delta = \frac{50}{\left(1 + \frac{4 \times 6{\cdot}5}{20}\right) 7800 - \frac{4}{20} (6400 + 10330)} = \frac{1}{259} \text{ Meter}$$

$$= 4{\cdot}0 \text{ Millimeter.}$$

Wenn diese Glocke so stark mit Gas gefüllt wird, dass sie nur noch $0{\cdot}5^m$ tief eintaucht, beträgt vermöge (4) die innere Pressung:

$$\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A} = \frac{1}{238} \left[\left(1 + \frac{4 \times 6{\cdot}5}{20}\right) 7800 - \frac{4}{20} (500 + 10330) \right]$$

$$\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A} = 66^{Klg} \text{ und } t = 0{\cdot}066 \text{ Meter.}$$

Der Wasserstand im Innern sinkt demnach, während die Glocke gefüllt wird und in die Höhe steigt, doch nur um $0{\cdot}066 - 0{\cdot}050 = 0{\cdot}016^m$ oder 16^{mm}.

Die Armaturen der Decke und die Gewichte der Nieten kann man durch Gewichte balanziren. Um eine vollkommene Dichte der Glocke zu erzielen, ist die Vernietung allein nicht genügend, die Blechränder müssen, wo sie übereinander zu liegen kommen, mit Bleiweisskitt oder mit Theer bestrichen werden; auch ist ein reichlicher Anstrich zuerst mit Mennig und darüber mit Theer durchaus nothwendig, um die Einrostung zu verhüten.

Eine sehr wichtige aber praktisch sehr schwierige Sache ist die Führung der Glocke.

Dieselbe soll unter allen Umständen frei schwimmend und durch Nichts im Auf- und Absteigen gehindert sein. Bleibt sie festhängen, während die Füllung erfolgt, so wächst im Innern die Spannung bis das Gas am unteren Rand entweicht. Bleibt sie hängen während der Entleerung, so nimmt die innere Spannung so stark ab, dass der Druck nicht mehr hinreicht um das Gas in der Leitung fortzutreiben. Die Schwierigkeit, eine ganz verlässliche Führung herzustellen, liegt in der geringen Steifigkeit der Glocke. Bei starkem Wind ist der Druck gegen diese Glocke ungemein gross, sie wird nach der Seite gedrängt und leicht verdrückt oder deformirt. Die Führung geschieht gewöhnlich vermittelst Rollen, die theils am untern Blechrand, theils an der obern Kante der Glocke angebracht werden. Um die untern Rollen a, Tafel XXIII., Fig. 11, zu führen, kann man in die Seitenmauern hölzerne oder eiserne Bahnen b einlegen. Zur Führung der obern Rollen muss ein besonderes eisernes Gerüste aufgestellt werden, das die Führungsstangen d hält. Dieses Gerüst besteht, je nach der Grösse des Gasbehälters aus 8, 10 bis 12 gusseisernen Säulen oder aus eben so vielen gusseisernen Pyramiden aus Gitterwerk. Diese Säulen oder Pyramiden werden aber durch Stangen oder durch leichte Gitterbalken unter einander verbunden und gegen die Quaderung der Mauerkrone mit tief eingelassenen Schrauben befestigt.

Für jedes grössere Gaswerk sollen wenigstens zwei Gasbehälter aufgestellt werden, damit für den Fall, dass einer derselben längere Zeit nicht gebraucht werden könnte, wenigstens *Einer* vorhanden ist, mit welchem man das Gaswerk betreiben kann. Werden zwei oder mehrere Gasbehälter aufgestellt, so macht man sie so gross, dass sie alle zusammen im Stande sind die Gasmenge aufzunehmen, die im Gaswerk erzeugt wird, während keine Beleuchtung statt findet.

Die Gasleitung (Canalisation).

Einleitendes. Die Anlage der Gasleitung ist von grösster Wichtigkeit, weil von derselben die mehr oder weniger vortheilhafte Verwendung des Gases abhängt. Für die Anlage einer Gasleitung gilt der allgemeine Grundsatz, dass die Leitung in der Weise geführt werden soll: 1) dass nach jedem Ort der ganzen Gasleitung die an demselben erforderliche Gasmenge mit Leichtigkeit gelangen könne, dass 2) die Pressung an jedem Ort sehr nahe derjenigen

gleich komme, welche eine für die Verbrennung des Gases vortheilhafte Ausströmungsgeschwindigkeit bewirkt, 3) dass durch Reparaturen, welche an bestimmten Stellen der Gasleitung vorzunehmen sind, keinerlei Störungen in der Benutzung der Leitung an andern Stellen eintreten, 4) dass alles vermieden werden soll, was die Kosten der Anlage und des Betriebs erhöht, ohne die Leistung der Anlage zu verbessern.

Wir werden in der Folge sehen, wodurch diese Grundsätze realisirt werden können, vorerst ist es aber nothwendig, dass wir einige die Bewegung des Gases in Röhren betreffende theoretische Aufgaben zur Lösung bringen.

Bewegung des Gases in einer horizontalen Leitung. Betrachten wir zunächst den einfachsten Fall, dass in einer horizontalen Röhre von constantem Querschnitt eine bestimmte Quantität Gas mit constanter Geschwindigkeit fortgeleitet werden soll. Es sei: L die Länge der Röhre, C ihr innerer Umfang, Ω deren Querschnitt, u die Geschwindigkeit der Bewegung des Gases, γ das Gewicht von einem Kubikmeter Gas, $g = 9{\cdot}808$ die Beschleunigung durch den freien Fall, β ein Erfahrungscoeffizient, Q die Gasmenge in Kubikmetern, welche in jeder Sekunde durch jeden Querschnitt der Leitung geht,

D der Durchmesser der Röhre,

P und P_1 die Pressungen des Gases auf einen Quadratmeter in der Leitung am Anfang und am Ende derselben,

H und H_1 die Höhe der Wassersäulen, welche den Pressungen P und P_1 entsprechen.

Dies vorausgesetzt, ist $\Omega\,(P - P_1)$ die Kraft, welche das Gas in der Röhre fortschiebt, und im Beharrungszustand der Bewegung ist diese Pressung genau so gross, als der Reibungswiderstand des Gases an der innern Fläche der Röhre. Dieser Reibungswiderstand ist der Dichte γ des Gases, der Reibungsfläche $C\,L$ und dem Quadrat u^2 der Bewegungsgeschwindigkeit proportional, kann demnach ausgedrückt werden durch $\beta\,\frac{\delta}{g}\,C\,L\,u^2$. Wir erhalten demnach:

$$\Omega\,(P - P_1) = \beta\,\frac{\delta}{g}\,C\,L^2\,u^2 \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Nun ist:

$$\Omega = \frac{D^2\pi}{4},\quad C = D\,\pi,\quad Q = \frac{D^2\pi}{4}\,u,\quad u^2 = \frac{16\,Q^2}{\pi^2\,D^4},\quad P - P_1 = 1000\,(H - H_1)$$

Führt man diese Werthe in (1) ein, so findet man:

$$H - H_1 = \frac{4 \times 16 \times \gamma}{1000\, g\, \pi^2} \beta \frac{L\, Q^2}{D^5} \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

Der Werth der Constanten β ist durch *Girard* und *d'Aubuisson* aufgesucht worden. *Girard* hat gefunden für gusseiserne Röhren $\beta = 0{\cdot}005621$, für schmiedeeiserne Röhren $\beta = 0{\cdot}003190$; *d'Aubuisson* hat für gusseiserne Röhren gefunden $\beta = 0{\cdot}00320$, vorausgesetzt dass alle Abmessungen ohne Ausnahme in Metermaass ausgedrückt werden. Wir werden wohl thun, dafür zu sorgen, dass wir den Reibungswiderstand eher zu gross als zu klein in Rechnung bringen, nehmen daher den grösseren der oben angegebenen Werthe und setzen demnach:

a) Wenn H_1 H L D in Metern, Q, γ in Kubikmetern ausgedrückt wird:

$$\beta = 0{\cdot}005621 \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

b) Wenn H_1 H D in Centimetern, L in Metern, γ in Kubikmetern, Q in Liter pro 1 Sekunde ausgedrückt wird:

$$\beta = 5{\cdot}621 \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

Die Dichte des Gases γ ist wie wir wissen veränderlich; durchschnittlich darf man dieselbe zu 0·726 annehmen. Wir werden daher für Durchschnittsrechnungen setzen:

$$\gamma = 0{\cdot}726^{\mathrm{Klg}} \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

Bringt man die Werthe (4) und (5) in Rechnung, so gibt die Gleichung (2):

$$H - H_1 = 2{\cdot}7 \frac{L\, Q^2}{D^5} \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

wobei also H H_1 D in Centimetern, Q in Litern pro 1 Sekunde, L in ganzen Metern auszudrücken ist.

Wollen wir H H_1 D L in Metern, Q in Kubikmetern pro 1 Sekunde ausdrücken, so hat man:

$$H - H_1 = 0{\cdot}0027 \frac{L\, Q^2}{D^5} \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

Bewegung des Gases durch eine aus Röhrenstücken zusammengesetzte Leitung. Betrachten wir den Fall, wenn eine Leitung aus mehreren Röhrenstücken von ungleicher Länge und ungleicher Weite besteht und wenn am Ende jedes Röhrenstückes eine gewisse Quantität Gas abgeleitet wird, Tafel XXIV., Fig. 4. Dann haben wir vermöge (6):

$$\left.\begin{array}{l} H - H_1 = 2{\cdot}7 \, \dfrac{L_1 Q^2}{D_1^5} \\[2ex] H_1 - H_2 = 2{\cdot}7 \, \dfrac{L_2 (Q - Q_1)^2}{D_2^5} \\[2ex] H_2 - H_3 = 2{\cdot}7 \, \dfrac{L_3 (Q - Q_1 - Q_2)^2}{D_3^5} \\[2ex] H_4 - H_3 = 2{\cdot}7 \, \dfrac{L_4 (Q - Q_1 - Q_2 - Q_3)^2}{D_4^5} \\[2ex] \ldots\ldots\ldots\ldots \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

Hieraus folgt:

$$H_4 - H =$$

$$2{\cdot}7 \left[\frac{Q^2}{D_1^5} L_1 + \frac{(Q - Q_1)^2}{D_2^5} L_2 + \frac{(Q - Q_1 - Q_2)^2}{D_3^5} L_3 + \frac{(Q - Q_1 - Q_2 - Q_3)^2}{D_4^5} L_4 \right] \quad (9)$$

Diese Gleichungen setzen jedoch voraus, dass zwischen den Röhrenstücken konische Uebergangsstücke eingesetzt werden, so dass keine plötzlichen Querschnittsänderungen statt finden. Für den Fall, dass längs der Röhrenleitung kein Gas abgeleitet wird, dass demnach $Q_1 = Q_2 = Q_3 = 0$ und $Q_4 = Q$ ist, findet man:

$$H - H_4 = 2{\cdot}7 \, Q^2 \left(\frac{L_1}{D_1^5} + \frac{L_2}{D_2^5} + \frac{L_3}{D_3^5} + \frac{L_4}{D_4^5} \right) \quad \ldots \quad (10)$$

Da die in der Klammer enthaltene Summe immer den gleichen Werth erhält, in welcher Ordnung man die Röhrenstücke an einander reiht, so sieht man, dass wenn eine Röhrenleitung aus Röhrenstücken von ungleicher Weite zusammengesetzt und durch dieselbe eine bestimmte Gasmenge geleitet wird, die Spannungsdifferenz $H - H_4$ unabhängig ist von der Ordnung, in der die Röhrenstücke an einander gereiht werden.

Bewegung des Gases in einer Röhrenleitung mit gleichförmiger Gasableitung. Tafel XXIV., Fig. 5. Nehmen wir an, in eine Leitung von einer Länge L und durchaus gleichem Durchmesser trete eine Gasmenge Q ein, es werde jedoch längs derselben ganz stetig und gleichförmig eine Gasmenge Q_1 abgeleitet, so dass am Ende der Leitung eine Gasmenge $Q - Q_1$ austritt. Wir setzen also gleichsam voraus, dass in der Leitung ihrer ganzen Länge nach eine Spalte von veränderlicher Weite vorhanden ist. Dies vorausgesetzt, erhalten wir Folgendes: Es ist die Gasmenge, welche pro 1 Sekunde durch den Querschnitt bei B geht, der vom Anfang A um x entfernt ist, $Q - Q_1 \frac{x}{L}$. Bei B wird eine gewisse Spannung herrschen,

welche einer Wassersäule von der Höhe ζ entspricht. Geht man nach dem von A um $x + dx$ entfernten Querschnitt, so wird daselbst die Spannung herrschen, welche einer Wassersäule $\zeta - d\zeta$ entspricht. Vermöge (6) können wir nun schreiben:

$$- d\zeta = 2{\cdot}7 \; \frac{dx\left(Q - Q_1 \frac{x}{L}\right)^2}{D^5}$$

Hieraus folgt durch Integration:

$$- \zeta = \frac{2{\cdot}7}{D^5}\left(Q^2 x - \frac{2\,Q\,Q_1}{L}\,\frac{x^2}{2} + \frac{Q_1^2}{L^2}\,\frac{x^3}{3}\right) + \text{const}$$

Für $x = o$ ist $\zeta = H$, für $x = L$, $\zeta = H_1$, demnach findet man:

$$H \quad H_1 = 2{\cdot}7 \; \frac{Q^2 L}{D^5}\left[1 - \frac{Q_1}{Q} + \frac{1}{3}\left(\frac{Q_1}{Q}\right)^2\right]$$

oder wenn man $\frac{Q}{Q_1} = m$ setzt:

$$H - H_1 = 2{\cdot}7 \; \frac{Q^2 L}{D^5}\left(1 - \frac{3\,m - 1}{3\,m^2}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

$$\frac{Q}{Q_1} = m \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Dieser Ausdruck (11) darf annäherungsweise auf den Fall angewendet werden, wenn längs einer Leitung von gleicher Weite in nicht zu grossen Entfernungen von einander Brenner angebracht sind, die von der Leitung aus mit Gas versehen werden.

Bewegung des Gases in einer geneigten Leitung. Es sei, Tafel XXIV., Fig. 6, A der Gasbehälter, B eine ansteigende bei C endende Leitung, D ein Wassermanometer, welches die Spannung bei C angibt. Nennen wir:

P den Druck des Gases auf einen Quadratmeter im Gasbehälter,
P_1 den Druck des Gases auf einen Quadratmeter in der Röhre bei C,
z die Höhe des Punktes C über dem Wasserspiegel im Gasbehälter,
γ_1 das Gewicht von einem Kubikmeter atmosphärische Luft,
H die Niveaudifferenz ausserhalb und innerhalb des Gasbehälters,
H_1 die Niveaudifferenz in den Schenkeln des Manometers,
$\mathfrak{A}$ den Druck der Atmosphäre auf einen Quadratmeter an der Oberfläche des Wassers im Gasbehälter,

so ist $\mathfrak{A} - \gamma_1 z$ der Druck der Atmosphäre gegen den offenen äusseren Schenkel des Manometers und man hat:

$$P = \mathfrak{A} + 1000\ H,\quad P_1 = \mathfrak{A} - \gamma_1\ z + 1000\ H_1$$

$$\Omega (P - P_1) = [1000\ (H - H_1) + \gamma_1\ z]\ \Omega$$

Diese Druckdifferenz hat das Gewicht des in der Röhre enthaltenen Gases und den Reibungswiderstand zu bewältigen; man hat daher:

$$\Omega\ [1000\ (H - H_1) + \gamma_1\ z] = \Omega\ z\ \gamma + \beta\ \frac{\gamma}{g}\ C\ L\ u^2$$

Hieraus folgt, wenn man $\Omega = \frac{D^2 \pi}{4}$, $C = D\,\pi$, $u^2 = \frac{16\ Q^2}{\pi^2\ D^4}$ setzt:

$$H - H_1 = \frac{z\ (\gamma - \gamma_1)}{1000} + \frac{4 \times 16 \times \gamma}{1000\ g\ \pi^2}\ \beta\ \frac{Q^2\ L}{D^5} \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Das Gas ist stets leichter als atmosphärische Luft, es ist demnach $\gamma - \gamma_1$ negativ, daher wird $H - H_1$ bei einer ansteigenden Leitung klein, bei einer fallenden Leitung, für welche z negativ ist, grösser als bei einer steigenden Leitung. Eine steigende Leitung erleichtert, eine fallende Leitung erschwert dagegen die Ausströmung des Gases. Für $\gamma = 0{\cdot}726$, $\gamma_1 = 1{\cdot}29$, $\beta = 0{\cdot}005621$ wird, wenn H H_1 z D L in Metern ausgedrückt wird,

$$H - H_1 = 0{\cdot}0027\ \frac{L\ Q^2}{D^5} - 0{\cdot}000564\ z \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

dagegen wenn H H_1 D in Centimetern, z, L in Metern, Q in Litern gemessen wird:

$$H - H_1 = 2{\cdot}7\ \frac{L\ Q^2}{D^5} - 0{\cdot}0564\ z \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Auf unebenem Terrain ist es demnach vortheilhaft, das Gaswerk in dem tiefsten Punkt aufzustellen.

Praktische Regeln zur Bestimmung der Durchmesser der Röhren.

A. *Für die Hauptleitung.*

Die im Vorhergehenden aufgefundenen Formeln sind geeignet zur Bestimmung der Durchmesser der Theile einer Hauptleitung. Für die kleine Zweigleitung werden wir später andere Formeln aufstellen.

Es sei:

L die Länge der Hauptleitung in Metern gemessen von der Gasfabrik an bis zu den von der Gasfabrik entferntesten Brennern der Hauptleitung,

l die Länge in Metern irgend eines Röhrenstückes der Hauptleitung,

$H - H_1$ die Differenz zwischen den in Centimetern ausgedrückten Wassersäulen, welche die Pressungen in der Hauptleitung am Anfange und am Ende derselben messen,

h die analoge Differenz in dem Röhrenstück von der Länge l am Anfange und Ende desselben,

q die Gasmenge in Kubikmetern, welche stündlich in das Röhrenstück von der Länge l eintritt,

q_1 die Gasmenge in Kubikmetern, welche stündlich längs dem Röhrenstück l an eine Reihe von Brennern abgegeben wird,

$m = \frac{q}{q_1}$. Wenn längs des Röhrenstückes keine Brenner vorkommen, ist $q_1 = 0$ und $m = \infty$. Wenn alles Gas, das in die Röhre l eintritt, durch diese Röhre seitlich abgeleitet wird, ist $q_1 = q$ und $m = 1$,

d der Durchmesser der Röhre l in Centimetern.

Es ist offenbar angemessen, die ganze Hauptleitung so anzulegen, dass längs derselben die Pressungen annähernd gleichmässig abnehmen. Dies ist der Fall wenn wir setzen:

$$\frac{h}{l} = \frac{H - H_1}{L} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (16)$$

Zur Bestimmung von d dient uns die Formel (11) und wir haben in dieselbe zu setzen: $Q = \frac{1000\ q}{3600} = \frac{q}{3 \cdot 6}$.

Für $\frac{H - H_1}{L}$ ist eigentlich $\frac{h}{l}$ zu setzen; allein wenn wir die Regel (16) gelten lassen, so können wir auch $\frac{H - H_1}{L}$ beibehalten. Dann wird:

$$d^5 = 2 \cdot 7 \left(\frac{q}{3 \cdot 6}\right)^2 \frac{L}{H - H_1} \left(1 - \frac{3\,m - 1}{3\,m^2}\right) \quad \ldots\ldots \quad (17)$$

oder

$$d^5 = 0 \cdot 207\, q^2 \frac{L}{H - H_1} \left(1 - \frac{3\,m - 1}{3\,m^2}\right) \quad \ldots\ldots \quad (18)$$

Die Pressung in dem vom Gaswerk entferntesten Brenner der Hauptleitung soll 2^{cm} betragen. Eine grosse Pressung verursacht ein zu rasches Ausströmen und verursacht unnützen Gasverbrauch; bei einer geringen Pressung wird die Flamme flappig. Am Anfang der Gasleitung, dieselbe mag lang oder kurz sein, soll die Pressung um nicht mehr als $2 \cdot 6^{cm}$ höher sein, als am Ende. Wir dürfen also, wie lang auch die Leitung sein mag, setzen:

$$H - H_1 = 2 \cdot 6^{cm}$$

dann wird aus (18):

$$d^5 = 0 \cdot 08\, q^2\, L \left(1 - \frac{3\,m - 1}{3\,m^2}\right) \quad \ldots\ldots \quad (19)$$

Zur Erleichterung der numerischen Rechnungen dienen die folgenden drei Tabellen:

d	d^5	d	d^5	d	d^5
1	1	13	370 295	25	9 770 625
2	32	14	534 824	26	11 881 376
3	243	15	749 375	27	14 348 907
4	1 024	16	1 048 576	28	17 210 368
5	3 125	17	1 419 857	29	20 511 149
6	7 776	18	1 889 568	30	24 300 000
7	16 807	19	2 476 099	31	28 629 151
8	32 768	20	3 200 000	32	33 554 432
9	75 049	21	4 084 101	33	39 135 393
10	100 000	22	5 153 632	34	45 435 424
11	161 051	23	6 436 343	35	52 521 875
12	248 832	24	7 962 624	36	60 466 176

m	$1 - \frac{3m-1}{3m^2}$	m	$1 - \frac{3m-1}{3m^2}$	m	$1 - \frac{3m-1}{3m^2}$
1·0	0·333	1·9	0·566	5	0·813
1·1	0·366	2·0	0·583	6	0·843
1·2	0·398	2·2	0·614	8	0·880
1·3	0·428	2·4	0·641	10	0·903
1·4	0·456	2·6	0·665	15	0·935
1·5	0·483	2·8	0·685	20	0·951
1·6	0·505	3·0	0·704	30	0·967
1·7	0·527	3·5	0·741	50	0·980
1·8	0·547	4·0	0·771	100	0·990

Gasleitungsröhren.

Stündliche Gasmenge in Kubikmetern	Durchmessser der Gasröhren in Millimetern						Anzahl der Brenner zu 4 Kubikfuss englisch oder zu 0·1 Kbm
50	115	132	143	152	159	164	500
100	151	174	189	199	208	216	1000
150	178	205	222	235	246	256	1500
200	200	230	250	264	276	280	2000
250	219	252	273	289	302	303	2500
300	235	270	294	310	324	336	3000
400	264	304	330	348	364	377	4000
500	288	331	360	380	397	412	5000
600	310	356	387	409	427	443	6000
700	330	379	412	436	455	472	7000
800	348	400	435	459	480	498	8000
900	365	420	456	481	504	522	9000
1000	380	437	475	502	524	542	10000
1100	396	455	495	523	546	566	11000
1200	419	481	524	553	578	592	12000
	1000	2000	3000	4000	5000	6000	
	Länge der Hauptleitung in Metern.						

$$d^5 = 0{\cdot}08\ q^2\ L$$

B. *Zweigleitungen.*

Für die Bestimmung der Durchmesser der Zweigleitungen, d. h. für die Leitungen in den kleinen Verbindungsstrassen, für die Leitungen, welche von den Strassen in die Häuser und Gebäude leiten, so wie für die Leitungen innerhalb der Gebäude selbst kann man einfachere Regeln anwenden, indem man von der Voraussetzung ausgeht, dass für diese Zweigleitungen die Geschwindigkeit des Gases in den Röhren eine gewisse Grösse haben soll. Für diese Zweigleitungen kann man sich der Regeln bedienen, welche Seite 223 und 224 der Resultate für den Maschinenbau aufgestellt sind. Auch innerhalb des Gaswerkes selbst können diese Regeln benutzt werden.

Disposition der Leitung (Kanalisation). Die leitenden Grundsätze, welche bei der Disposition einer Gasleitung für Städte zu beobachten sind, wurden bereits Seite 479 ausgesprochen. Einige ideale Beispiele werden zur Erläuterung dieser Grundsätze dienen.

Es sei erstens für einen schachbrettartigen Stadtbau eine Gaseinrichtung zu disponiren (Mannheim) Tafel XXIV., Fig. 7. In diesem Falle ist es angemessen, vom Gaswerk an die Hauptleitungen A B C, D B E, und eine peripherische Leitung F D C E F anzuordnen und in in diese die Zweigleitungen der kleineren Strassen einmünden zu lassen.

Es sei zweitens für eine längs eines Flusses hingebaute Stadt eine Gasleitung zu disponiren, Tafel XXIV., Fig. 8. In diesem Falle ist es zweckmässig, eine Hauptleitung A B C D längs des Flusses und zwei Hauptleitungen C E F, G E H im Innern der Stadt anzuordnen.

Im Allgemeinen gilt die Regel, dass nicht nur die Hauptleitung, sondern auch die Nebenleitungen durch die kleineren Strassen für das Maximum der Brennerzahl anzulegen sind, die von diesen Leitungen aus unter ungünstigen Umständen, bei Reparaturen der Hauptleitung, mit Gas zu versehen sind. In den Hauptleitungen werden nie mehr als 3 bis 4 Röhrenabstufungen angewendet, z. B. für den Sadtbau Tafel XXIV., Fig 8 eine Röhre von A bis B, welche die ganze Gasmasse von der Fabrik weg nach der Stadt leitet, eine zweite Röhre für B C, eine dritte für C E und eine vierte Röhrenabstufung für E G, E F, E H, C D.

Wassersammler. Das Gas tritt niemals in ganz trockenem Zustand in die Hauptleitung ein, es enthält immer noch Wasser-, Theer- und andere Dämpfe, die sich in der Hauptleitung condensiren, dieselbe mit der Zeit an einzelnen Stellen ganz anfüllen und

dadurch den Durchgang des Gases erschweren oder aufheben würden. Um dies zu vermeiden ist es nothwendig, die Röhren nicht horizontal zu legen, sondern dieselben bald schwach ansteigend, bald schwach senkend anzuordnen und in allen tieferen Punkten der Leitung kleine Wassersammler anzulegen, nach welchen das Wasser zusammenfliesst und vermittelst kleiner Handpumpen von Zeit zu Zeit herausgehoben wird. Tafel XXIV., Fig. 9 zeigt einen solchen Wassersammler mit dem Saugrohr. Von grösster Wichtigkeit ist die Dichte der Röhren und die Solidität der Verbindung, damit keine Gasverluste eintreten. In dieser Hinsicht ist beim Legen die grösste Vorsicht und Kontrolle zu üben, damit alle Arbeiten gewissenhaft und verlässlich ausgeführt werden. Insbesondere muss dafür gesorgt werden, dass an jeder Muffe die Erde festgestampft und ein Stein untergelegt wird. Eben so muss die Verbleiung der gusseisernen Röhren und die Zusammenschraubung der schmiedeeisernen Zweigröhren tadellos bewerkstelligt werden. Dies Alles ist leicht gesagt, aber in der Praxis doch schwer gethan und erfordert einen tüchtigen, vielerfahrenen und vielgeübten Werkmeister. Ueber das Detail der Röhrenverbindungen ist bereits im ersten Bande gehandelt worden.

Der Exhaustor.

Dieser Apparat ist eine Gas-Saug- und Druckpumpe, welche in der Regel zwischen dem Condensator und dem Scrubber oder Wascher aufgestellt wird. Derselbe saugt das Gas aus dem Condensator und aus der Vorlage auf und treibt es durch den Scrubber fort. Der Zweck desselben ist, die Spannung des Gases in der Vorlage, insbesondere aber in den Retorten unter allen Umständen auf einem niedrigen Grad zu erhalten, was für die Gasproduktion aus zwei Ursachen von grosser praktischer Wichtigkeit ist. Die Spannung des Gases in den Retorten muss möglichst niedrig gehalten werden, theils um die Gasverluste, welche durch die Poren der Retorten entstehen können, zu verhüten, theils aber und vorzugsweise um eine für die Gasproduktion sehr nachtheilige Wirkung, die bei höherer Gasspannung eintritt, nicht aufkommen zu lassen. Man hat nämlich die sonderbare Erfahrung gemacht, dass sich in den Retorten sehr viel Graphit bildet, wenn in denselben die Spannung einige Höhe erreicht. Diese Graphitbildung, die sich vorzugsweise am Boden der Retorten, aber auch an den Decken derselben und in den Aufsteigröhren anlegt, hat zur Folge, dass die Wärme

schwer durch die Wände der Retorten eintritt und die Aufsteigröhren verstopft werden. Aber noch mehr entsteht diese Graphitbildung durch Zersetzung der Kohlenwasserstoffgase. Der Kohlenstoff setzt sich als Graphit an und es entsteht ein an Wasserstoff reiches, aber an Kohlenstoff armes Gas, das zwar sehr viel Heizkraft, aber wenig Leuchtkraft besitzt, also für die Beleuchtung nicht gut ist. Diese höchst nachtheilige Graphitbildung wird nur durch den Exhaustor vermieden, indem derselbe in den Retorten eine höhere Spannung nicht aufkommen lässt.

Da die Gasproduktion in den Retorten nicht in constanter Weise vor sich geht, indem am Anfang des Destillationsprozesses sehr viel, gegen das Ende zu sehr wenig Gas erzeugt wird, so muss der Exhaustor zur Erhaltung eines constanten niedrigen Druckes in den Retorten mit einer regulirenden Einrichtung versehen werden, welche bewirkt, dass aus den Retorten in jedem Augenblick genau so viel Gas ausgesaugt wird, als produzirt wird. Dadurch wird die Einrichtung des Exhaustors etwas komplizirt. Man hat sehr verschiedene Einrichtungen für diese Exhaustoren ausgedacht, am häufigsten werden diejenigen gebraucht, welche wir nun beschreiben wollen.

Tafel XXIV., Fig. 10 stellt den Kolbenexhaustor von *Anderson* dar. Der Hauptbestandtheil ist eine mit Saugklappen $a\ a_1$ und mit Druckklappen $b\ b_1$ versehene Saug- und Druckpumpe. Das Gas wird bei c eingesaugt und bei d ausgetrieben. Diese Röhren sind aber durch ein Rohr e in Verbindung gesetzt, das mit einem nach c hin sich öffnenden Ventil versehen ist. Dieses Ventil wird durch eine Feder oder durch ein Gewicht so stark zugedrückt, dass es sich öffnet, wenn die Differenz zwischen den Spannungen in d und in c einen gewissen Grad erreicht. Denken wir uns nun zuerst, dass in den Retorten die gewünschte normale Gasproduktion und die normale zulässige Spannung p vorhanden sei und dass sich der Kolben g so schnell bewegt, dass alles in einer Sekunde produzirte Gas in einer Sekunde ausgesaugt wird, so wird vermöge der Widerstände, welche sämmtliche zwischen dem Exhaustor und dem Gasbehälter aufgestellten Apparate verursachen, in d eine gewisse Spannung p_1 herrschen, und wenn das Ventil f durch die Feder oder durch ein Gewicht so stark zugedrückt wird, dass es sich durch die Differenz $p_1 - p$ nicht öffnet, so geht alles Gas aus c durch die Pumpe nach d. Nehmen wir nun an, dass in den Retorten plötzlich eine übergrosse Gasentwicklung eintrete, die die Pumpe nicht fortschaffen kann, so öffnen sich die Ventile $a\ a_1$ $b\ b_1$ und das Gas strömt unabhängig von der Bewegung des Kolbens

von c nach d so lange über, bis in c die Spannung wiederum abgenommen hat, worauf sich die Ventile a a_1 b b_1 schliessen. Nehmen wir endlich an, dass die Spannung des Gases in den Retorten gar zu geringe wird, so öffnet sich das Ventil *f* und dann wird das Gas theilweise durch das Rohr e nach c nach den Retorten zurückgetrieben, bis daselbst die normale Spannung eintritt, worauf sich *f* schliesst.

Tafel XXVI., Fig. 1 u. 2 stellt den rotirenden Exhaustor von *Beale* vor. a ist eine Trommel, b eine in a liegende innere Trommel; sie hat eine gegen a excentrische Lage und berührt unten die Trommel a. Diese Trommel ist mit zwei aufeinander liegenden Schiebern c c_1 versehen, die sich in einer in der Trommel b angebrachten, längs des Durchmessers hinziehenden Spalte verschieben lassen. Jeder dieser Schieber ist mit zwei Zäpfchen versehen, die in kreisförmige zur Umhüllung a concentrische in der Deckelfläche eingeschnittene Furchen e e eingreifen. Die äusseren Enden der Schieber c c_1 sind mit Dichtungen versehen, die an der innern Fläche von a anliegen. *f* ist das Einsaugrohr, g das Druckrohr. Wird nun die Trommel b um ihre Axe gedreht, so nimmt sie die Schieber c c_1 mit herum, dieselben werden aber gleichzeitig vermittelst der in die Fläche d eingreifenden Zäpfchen in die Trommelspalte aus- und eingeschoben, so dass die äusseren Schieberenden stets mit der Wand von a in Berührung bleiben, dadurch wird das Gas bei *f* eingesaugt, bei g ausgetrieben.

Die passendste Stelle für die Aufstellung des Exhaustors befindet sich zwischen dem Condensator und dem Scrubber, weil er sich dann in der Nähe der Retorten befindet und doch nicht mehr durch den Theer in seiner Wirksamkeit gehindert werden kann, was der Fall wäre, wenn man denselben zwischen der Vorlage und dem Condensator aufstellte.

Der Regulator.

Um bei zufällig eintretenden Veränderungen des Druckes in den Gasbehältern dennoch einen sich gleich bleibenden Druck am Anfang der Röhrenleitung herbeizuführen, so wie auch um den Druck in der Röhrenleitung nach dem Gasbedarf reguliren zu können, dient der sogenannte Regulator, welcher zwischen den Gasbehältern und dem Anfang der Leitung aufgestellt wird.

Tafel XXVI., Fig. 3 zeigt einen solchen Apparat. a a ist ein Wasserbehälter aus Gusseisen, b b eine Gasglocke mit einem

Stiel d. Derselbe wird theils durch den Bügel c c, theils durch Leitrollen e e geführt. *f* g sind zwei aneinander gegossene Röhren, *f* steht concentrisch zu a, g excentrisch. In *f* mündet das Rohr h ein, das vom Gasbehälter her geht, in g mündet i ein, das den Anfang der Röhrenleitung bildet. g ist oben einfach offen, *f* hat oben eine nach einwärts gekehrte Flantsche, so dass eine runde Oeffnung entsteht, deren Durchmesser kleiner ist als jener der Röhre *f*. An der Decke von b ist ein langgestreckter Blechkonus k angehängt, der in den Cylinder *f* herabreicht. l sind Belastungsgewichte, m und n Manometer, vermittelst welcher die Pressungen h und i gemessen werden. Die Glocke wird so balancirt, dass sie bis zu einer gewissen Tiefe eintaucht, wenn die mittlere Normalspannung vorhanden ist und die normale Gasmenge aus h durch *f* b g i ausströmt. Vermehrt man die Belastung l, so senkt sich die Glocke b, wird das Gas komprimirt und die Spannung desselben sowohl im Gasbehälter als auch in der Röhrenleitung verstärkt, so dass das Gas in grösserer Menge und stärker komprimirt in die Röhrenleitung getrieben wird. Nimmt die Spannung des Gases im Gasometer zu oder ab, so steigt im ersteren Falle die Glocke des Regulators und sinkt im zweiten Falle nieder. Dadurch wird der ringförmige Raum zwischen dem Flantschenrand von *f* und dem Konus verengt, wenn die Glocke steigt, erweitert, wenn sie sich senkt, und sie nimmt eine Stellung an, bei welcher die Spannung des Gases wohl in *f*, aber nicht in g geändert wird. Die Spannung des Gases in der Leitung und die Quantität der in dieselbe eintretenden Gasmenge wird demnach constant erhalcen, während im Gasbehälter Aenderungen in der Spannung eintreten. Auch dieser Regulator ist von *Clegg* erfunden.

Die Gasuhren.

Die Gasuhren sind Apparate, durch welche die Gasmengen gemessen werden, welche stündlich durch irgend einen Querschnitt der Gasleitung strömen. Man unterscheidet Stationsgasuhren und Konsumentengasuhren. Wir beschränken uns auf die genauere Beschreibung eines Stationsgasmessers, weil die übliche Einrichtung der Konsumentengasuhren so eigenthümlich ist, dass sie sich ohne Modelle kaum verständlich machen lässt. Tafel XXVI., Fig. 4 und 5 sind zwei Durchschnitte einer *Clegg*'schen Stationsgasuhr.

a die äussere Blechumhüllung des Apparates. Dieselbe schliesst vollständig von Aussen ab, nur bei c c kommunizirt der innere

Raum mit einer Vorkammer d, von welcher aus das Gas der Uhr zugeleitet wird, und die einige regulirende Vorrichtungen enthält.

Den Hauptbestandtheil der Gasuhr bildet die sogenannte Trommel, die aus folgenden Theilen und Wandungen zusammengesetzt ist: e Axe der Trommel; dieselbe dreht sich in zwei Lagern e_1 e_2; $f\,f$ Armsysteme, g_1 g_2 Seitenschilde mit concentrischen Oeffnungen, h_1 h_2 cylindrische Umhüllungen, i_1 i_2 i_3 i_4 innere Scheidewände, durch welche der zwischen g_1 g_2, h_1 h_2 befindliche Raum in vier gleich grosse Abtheilungen getheilt wird; jede dieser vier Abtheilungen, z. B. g_1 kommunizirt aussen durch das Ansatzrohr k_1 mit dem Raum zwischen der Trommel und der Umhüllung, innen durch ein Rohr l_1 mit dem innerhalb h_2 befindlichen Raum der Trommel. Der Apparat wird theilweise mit Wasser angefüllt, so dass der Wasserspiegel über dem Rand der Oeffnungen der Scheidewände g_1 g_2 steht; das Gas strömt bei m in die Vorkammer ein, gelangt durch das krumme Rohr n n_1 in den inneren Raum der Trommel, von da in die Trommelabtheilungen und entweicht aus diesen durch die Oeffnung k_1 und durch das Rohr p in den Gasbehälter; dabei dreht es die Trommel nach der Richtung des Pfeiles F. In der Vorkammer befinden sich verschiedene Hilfseinrichtungen, so dass der Wasserstand im Apparat stets auf einerlei Höhe erhalten wird, und die Vorkammer enthält ferner ein Räderzählwerk, das von der Axe der Trommel aus vermittelst einer Schraube ohne Ende gedreht wird.

Die Dimensionen einer solchen Gasuhr können auf folgende Weise berechnet werden.

Nennt man:

R_1 den äusseren Halbmesser der Trommel,
R_2 den inneren Halbmesser der Trommel,
L die Länge der Trommel,
$\mathfrak{V}$ das Gasvolumen in Kubikmetern, das in 24 Stunden durch die Uhr geht,
n die Anzahl der Umdrehungen der Trommel in 24 Stunden,
$\mathfrak{v}$ das Volumen eines Ansatzrohres der Trommel,

so hat man:

$$\left[\pi\left(R_1^2 - R_2^2\right) + 4\,\mathfrak{v}\right] L\, n = \mathfrak{V}$$

Hieraus folgt:

$$R_1 = \sqrt[3]{\left\{\frac{\mathfrak{V}}{\frac{L}{R_1}\left\{\pi\left[1 - \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2\right] + 4\,\frac{\mathfrak{v}}{R_1^3}\right\} n}\right\}}$$

Die gewöhnlichen Verhältnisse sind:

$$\frac{R_2}{R_1} = 0{\cdot}6, \quad \frac{L}{R_1} = 1{\cdot}6$$

$$4\,\frac{\mathfrak{v}}{R_1^{\,2}} = 0{\cdot}3$$

und die stündliche Anzahl der Umdrehungen beträgt in der Regel bei normalen Verhältnissen $60 \times 24 = 1440$. Vermittelst dieser Verhältnisse folgt:

$$R_1 = 0{\cdot}645 \sqrt[3]{\frac{\mathfrak{V}}{n}}$$

Berechnung eines Gaswerkes für 1000 Brenner.

Gegenstände	Einheiten	Grössen
Anzahl der Brenner		1000
Stündlicher Gasverbrauch eines Brenners .	Kbm	0·100
Mittlere Beleuchtungszeit am kürzesten Tag	Stunden	10
Gasverbrauch am kürzesten Tag	Kbm	1000
Retorten.		
Heizfläche einer Retorte	qm	3·25
Heizfläche sämmtlicher Retorten	qm	33
Anzahl der Retorten		10
Querschnitt der Vorlage	qm	0·055
Anzahl der Retorten eines Ofens		5
Anzahl der Retortenöfen		2
Rostfläche eines Ofens	qm	0·40
Pferdekraft des Kamins		12·5
Condensator.		
Querschnitt einer Condensatorröhre . . .	qm	0·011
Durchmesser einer Röhre	m	0·118
Abkühlungsfläche aller Röhren	qm	9·9
Der Waschapparat.		
Horizontalquerschnitt des Apparates . .	qm	3·3

Gegenstände	Einheiten	Grössen
Epurateur.		
Volumen der Epurateurs	Kbm	3·3
Anzahl der Hordenschichten		4
Höhe eines Apparates	m	1
Horizontalquerschnitt eines Apparates . .	qm	1·65
Der Gasbehälter.		
Volumen des Gasbehälters	Kbm	580
Durchmesser des Behälters	m	12
Höhe	m	5·3
Mauerdicke	m	1·76
Blechdicke (nach Formel (3), Seite 478) .	mm	3
$\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A} = 50$, $D = 12$, $H = 5{\cdot}3$, $T = 5$, $\gamma = 7800$		
Gasleitung.		
Länge der Hauptleitung	m	1000
Durchmesser des ersten Rohres, das von der Fabrik wegleitet (Tabelle Seite 487)	mm	151
Durchmesser der Röhren innerhalb der Fabrik $151 \sqrt{\frac{10}{24}}$	mm	100

Dispositionen zu kleineren und grösseren Gaswerken.

Wenn nicht besondere Lokal- oder Eigenthumsverhältnisse einwirken, so gilt auch für Gaswerke, wie für alle technischen Anlagen der Grundsatz, dass die Disposition der Maschinen und Apparate durch die Reihenfolge der Prozesse bestimmt wird, die in der Fabrik vorkommen. In der Durchführung derselben sollen keinerlei Hindernisse entstehen und Alles soll auf die natürlichste und bequemste Weise durchgeführt werden können. Hat man einmal eine ganz zweckmässige Disposition für eine Fabrik von einer gewissen Grösse ausfindig gemacht, die also von der Art ist, dass sie eine systematisirte Aufstellung des Ganzen darbietet, so kann diese Aufstellungsweise, indem man sie wiederholt anwendet, auch für ganz grosse Fabriken gebraucht werden.

Es zerfällt nämlich dann das Ganze gleichsam in einzelne kleine Fabriken, in welchen eine organische Gruppirung vorhanden ist. Und dies ist denn auch der Grundgedanke, worauf die beiden Dispositionen beruhen, die wir nun näher beschreiben wollen.

Tafel XXV., Fig. 1 und 2 ist eine Disposition für eine kleinere, Fig. 3 und 4 eine Disposition für eine grössere Gasfabrik.

In beiden Anlagen ist:

a das Wohngebäude; es liegt dem Fabrikgebäude gegenüber, ist von den Orten, wo unreine Operationen vorgenommen werden, abgelegen und für die Beaufsichtigung der ganzen Fabrik günstig gelegen;

Bei i und k sind Aus- und Einfahrten, und ist es angemessen, dieselben mit Brückenwagen zu versehen;

c das eigentliche Retortenhaus. Bei dem kleineren Projekt ist nur eine Reihe, bei dem grösseren sind zwei Reihen angedeutet. Es ist selbstverständlich, dass bei dem grösseren Projekt die Zahl der Retortenöfen grösser gedacht werden muss, als bei dem kleineren;

b sind eine Reihe von kleineren gemauerten Kammern, theils für Steinkohlen, theils für Koks. Die Kohlenkammern werden von aussen gefüllt, zu welchem Behufe jede einzelne Kammer mit einer verschiebbaren Oeffnung versehen ist. Jede solche Kammer kommunizirt aber aber auch mit dem Innern des Retortenhauses durch eine verschliessbare Thür. Wenn die Fabrik im geregelten Gang ist, ist nur eine Kohlenkammer und eine Kokskammer geöffnet und dem Ofenheizer zugänglich, die übrigen bleiben geschlossen, bis an sie die Reihe zur Aufnahme und Abgabe kommt.

Auf diese Weise ist eine ziemlich sichere Materialkontrolle möglich.

An das Retortenhaus schliesst bei beiden Anordnungen das Reinigungshaus d an. Bei dem Projekt Fig. 1 und 2 ist längs einer Reihe ein vollständiges System von Reinigungsapparaten aufgestellt. Bei der Anordnung Fig. 3 und 4 sind zwei Systeme von Reinigungsapparaten nach zwei Linien aufgestellt. Für noch grössere Fabriken kann man entweder 3 oder 4 Systeme nach 3 oder 4 Linien aufstellen, oder man kann sämmtliche Apparate nach einer einzigen geraden Linie hinstellen.

Ueber das Spezielle der Aufstellung der Reinigungsapparate werden wir uns weiter unten aussprechen.

f f sind die Gasbehälter. Bei dem kleineren Projekt ist nur einer derselben angenommen, bei dem grösseren sind 2 vorhanden. h enthält den Druckregulator, i ist ein kleines Geschäftsbureau, g die Hauptleitung.

Die Disposition der Reinigungsapparate und ihre Kommunikationsröhren sind auf Tafel XXIV., Fig. 1, 2, 3 angegeben. a a_1 die Condensatoren, b b_1 zwei Exhaustoren, c c_1 zwei Waschapparate, d d_1 d_2 d_3 vier Kalkreinigungsapparate, e e_1 zwei Scrubber, *f* die Gasuhr, *g* die Manometer.

Dieser Raum wird überhaupt als kleines chemisches Laboratorium benutzt.

Der Raum h gegenüber der Gasuhr ist ein kleines Magazin, das vorzugsweise bestimmt ist, den Reinigungskalk aufzunehmen. Auch werden daselbst die Weidengeflechte gereinigt und mit frischem Kalk versehen. Damit in dem Reinigungshaus die Kommunikationsröhren nirgends hinderlich sind, müssen dieselben unter den Boden gelegt werden, so dass über denselben nur die verschiedenen Schieber so weit hervorragen, als zur Stellung derselben nothwendig ist.

Die Art dieser Aufstellung der Apparate ist übrigens bereits früher bei ihrer Detailbeschreibung gezeigt worden.

Die zum Betrieb der Exhaustoren und Wasserpumpen erforderliche Dampfmaschine nebst Dampfkessel kann am zweckmässigsten in einem besonderen kleinen Anbau an das Retortenhaus verlegt werden, um die enorme Wärmemenge, die von den Retorten nach dem Kamin abzieht, wenigstens theilweise benutzen zu können. Auck kann daselbst eine kleine Schmiede angelegt werden, um insbesondere die an den Gasometern sich wiederholenden Reparaturarbeiten vornehmen zu können.

NEUNTER ABSCHNITT.

Theorie und Bau der Dampfmaschinen.

Der Wasserdampf.

Das Wesen des Dampfes, die Gesetze seiner Bildung, sein Verhalten unter mannigfaltigen Umständen bei Ausdehnungen, Zusammenziehungen, Erwärmung, Abkühlung, sind noch nicht vollständig bekannt.

Es fehlt zwar nicht an zahlreichen experimentalen und theoretischen Untersuchungen über diesen Gegenstand, und gerade in neuerer Zeit haben die Versuche von *Regnault* und die von verschiedenen Mathematikern aufgestellten Anfänge von Wärmetheorien Manches aufgehellt, was früher dunkel war, allein so weit ist unsere Kenntniss noch nicht gediehen, dass es möglich wäre, eine ganz rationelle Theorie des Dampfes und der Dampfmaschinen aufzustellen. Für die Praxis des Dampfmaschinenwesens sind jedoch annähernde Theorien ganz genügend, denn was zu thun ist, um eine vortheilhafte Verwendung des im Kessel erzeugten Dampfes zum Betrieb einer Dampfmaschine hervorzubringen, lehren uns auch die ungenaueren Theorien, und man wäre in einem grossen Irrthum, wenn man meinte, dass durch ganz rationelle Wärmetheorien diejenigen Maschinen, welche man heut zu Tage Dampfmaschinen nennt, erheblich verbessert werden könnten. Die besseren Dampfmaschinen sind tadellos angeordnet und ausgeführt, und wenn durch dieselben doch nur $\frac{1}{20}$ von der im Brennstoff enthaltenen Wirkungsfähigkeit nutzbringend gemacht wird, so hat dies seinen Grund nicht in der Anordnung und Ausführung der Maschinen, sondern

in dem bei der Dampferzeugung unvermeidlich entstehenden enormen Wärmeverlust, theils durch die Aenderung des Aggregatzustandes, theils durch die Verluste durch das Kamin. Die Dampfmaschinen verbessern wollen, ist eine Unmöglichkeit, sie zu verdrängen, wird vielleicht durch die calorischen Maschinen gelingen. Einstweilen bis dies gelingen wird, wollen wir uns mit einer annähernden Theorie des Dampfes und der Dampfmaschinen begnügen.

Temperatur, Spannkraft und Dichte der Kesseldämpfe. Es gibt zwei Arten von Wasserdämpfen: Kesseldämpfe und überhitzte Dämpfe. Kesseldämpfe sind solche, wie sie sich im Dampfkessel bilden. Ihre charakteristische Eigenschaft ist, dass sie selbst durch schwache Abkühlungen theilweise condensirt werden. Es ist daher wenigstens annähernd wahr, wenn wir annehmen, dass die Kesseldämpfe gerade nur so viel Wärme besitzen, als zu ihrem Bestehen nothwendig ist.

Ueberhitzte Dämpfe nennen wir solche Dämpfe, die ohne condensirt zu werden, einen ansehnlichen Wärmeverlust ertragen. Sie entstehen, wenn man ein Gefäss mit Kesseldampf füllt und es dann erhitzt.

Wir messen 1) die Temperatur der Dämpfe durch einen Quecksilberthermometer mit 100theiliger Skala, 2) die Spannkraft durch den Druck des Dampfes auf einen Quadratmeter, 3) die Dichte der Dämpfe durch das Gewicht von einem Kubikmeter Dampf.

Temperatur, Spannkraft und Dichte der Kesseldämpfe stehen in einer ganz bestimmten Beziehung zu einander, so dass, wenn eines von diesen drei Elementen gegeben ist, die beiden andern dadurch bestimmt werden.

Diese Beziehungen sind durch Versuche ausgemittelt worden. Die folgende Tabelle ist einer Untersuchung des Professors *Zeuner* entnommen.

Dampfspannung			Temperatur (Celsius)	Volumen von 1 Kilogramm Dampf	Dichtigkeit. Gewicht von 1 Kubikmeter
In Atmosphären	In Millimeter Quecksilbersäule	In Kilogrammen pro Quadratmeter p	t	v Kubikmeter	Δ Kilogramm
0·1	76	1033·4	46·21	14·5044	0·069
0·2	152	2066·8	60·45	7·5256	0·133
0·3	228	3100·2	69·49	5·1288	0·195
0·4	304	4133·6	76·25	3·9079	0.256
0·5	380	5167·0	81·71	3·1654	0·316
0·6	456	6200·4	86·32	2·6648	0·375
0·7	532	7233·8	90·32	2·3040	0·434
0·8	608	8267·2	93·88	2·0314	0·492
0·9	684	9300·6	97·08	1.8178	0·550
1·0	760	10334·0	100·00	1·6460	0·607
1·1	836	11367·4	102·68	1·5046	0·665
1·2	912	12400·8	105·17	1·3861	0·722
1·3	988	13434·2	107·50	1·2855	0·778
1·4	1064	14467·6	109·68	1·1988	0·834
1·5	1140	15501·0	111·74	1·1235	0·890
1·6	1216	16534·4	113·69	1·0573	0·946
1·7	1292	17567·8	115·54	0·9986	1·001
1·8	1368	18601·2	117·30	0·9463	1·057
1·9	1444	19634·6	118·99	0·8994	1·112
2·0	1520	20668·0	120·60	0·8571	1·167
2·1	1596	21701·4	122·15	0·8186	1·222
2·2	1672	22734·8	123·64	0·7836	1·276
2·3	1748	23768·2	125·07	0·7515	1·331
2·4	1824	24801·6	126·46	0·7221	1·385
2·5	1900	25835·0	127·80	0·6949	1·439
2·6	1976	26868·4	129·10	0·6698	1·493
2·7	2052	27901·8	130·35	0·6464	1·547
2·8	2128	28935·2	131·57	0·6247	1·601
2·9	2204	29968·6	132·76	0·6045	1·654

Wasserdämpfe.

Dampfspannung			Temperatur (Celsius)	Volumen von 1 Kilogramm Dampf	Dichtigkeit Gewicht von 1 Kubikmeter
In Atmosphären	In Millimeter Quecksilbersäule	In Kilogrammen pro Quadratmeter p	t	v Kubikmeter	Δ Kilogramm
3·0	2280	31002·0	133·91	0·5856	1·708
3·1	2356	32035·4	135·03	0·5678	1·761
3·2	2432	33068·8	136·12	0·5511	1·814
3·3	2508	34102·2	137·19	0·5355	1·867
3·4	2584	35135·6	138·23	0·5207	1·920
3·5	2660	36169·0	139·24	0·5067	1·973
3·6	2736	37202·4	140·23	0·4935	2·026
3·7	2812	38235·8	141·21	0·4810	2·079
3·8	2888	39269·2	142·15	0·4691	2·132
3·9	2964	40302·6	143·08	0 4578	2·184
4·0	3040	41336·0	144·00	0·4471	2·237
4·1	3116	42369·4	144·89	0·4368	2·289
4·2	3192	43402·8	145·76	0·4271	2·341
4·3	3268	44436·2	146·61	0·4178	2·393
4·4	3344	45469·6	147·46	0·4089	2·446
4·5	3420	46503·0	148·29	0·4003	2·498
4·6	3496	47536·4	149·10	0·3922	2·550
4·7	3572	48569·8	149·90	0·3844	2·602
4·8	3648	49603·2	150·69	0·3769	2·653
4·9	3724	50636·6	151·46	0·3697	2·705
5·0	3800	51670·0	152·22	0·3627	2·757
5·1	3876	52703·4	152·97	0·3561	2·807
5·2	3952	53736·8	153·70	0·3497	2·859
5·3	4028	54770·2	154·43	0·3435	2·911
5·4	4104	55803·6	155·14	0·3375	2·963
5·5	4180	56837·0	155·85	0·3318	3·014
5·6	4256	57870·4	156·54	0·3262	3·066
5·7	4332	58903·8	157·22	0·3209	3·116
5·8	4408	59937·2	157·90	0·3157	3·168
5·9	4484	60970·6	158·56	0·3107	3·219

Dampfspannung			Temperatur (Celsius)	Volumen von 1 Kilogramm Dampf	Dichtigkeit. Gewicht von 1 Kubikmeter
In Atmosphären	In Millimeter Quecksilbersäule	In Kilogrammen pro Quadratmeter p	t	v Kubikmeter	Δ Kilogramm
6·0	4560	62004·0	159·22	0·3058	3·270
6·1	4636	63037·4	159·87	0·3012	3·320
6·2	4712	64070·8	160·50	0·2966	3·371
6·3	4788	65104·2	161·14	0·2922	3·422
6·4	4864	66137·6	161·76	0·2879	3·472
6·5	4940	67171·0	162·37	0·2838	3·523
6·6	5016	68204·4	162·98	0·2798	3·574
6·7	5092	69237·8	163·58	0·2759	3·624
6·8	5168	70271·2	164·18	0·2721	3·674
6·9	5244	71304·6	164·76	0·2684	3·725
7·00	5320	72338·0	165·34	0·2648	3·776
7·25	5510	74921·5	166·77	0·2563	3·902
7·50	5700	77505·0	168·15	0·2483	4·027
7·75	5890	80088·5	169·50	0·2408	4·152
8·00	6080	82672·0	170·81	0·2338	4·277
8·25	6270	85255·5	172·10	0·2271	4·403
8·50	6460	87839·0	173·35	0·2209	4·527
8·75	6650	90422·5	174·57	0·2150	4·651
9·00	6840	93006·0	175·77	0·2094	4·775
9·25	7030	95589·5	176·94	0·2042	4·897
9·50	7220	98173·0	178·08	0·1991	5·023
9·75	7410	100756·5	179·21	0·1944	5·144
10·00	7600	103340·0	180·31	0·1899	5·266
10·25	7790	105923·5	181·38	0·1855	5·391
10·50	7980	108507·0	182·44	0·1814	5·513
10·75	8170	111090·5	183·48	0·1775	5·634
11·00	8360	113674·0	184·50	0·1737	5·757
11·25	8550	116257·5	185·51	0·1701	5·879
11·50	8740	118841·0	186·49	0·1667	5·998
11·75	8930	121424·5	187·46	0·1634	6·120

Wasserdämpfe.

Dampfspannung			Temperatur (Celsius) t	Volumen von 1 Kilogramm Dampf v Kubikmeter	Dichtigkeit. Gewicht von 1 Kubikmeter $\varDelta$ Kilogramm
In Atmosphären	In Millimeter Quecksilbersäule	In Kilogrammen pro Quadratmeter p			
12·00	9120	124008·0	188·41	0·1602	6·242
12·25	9310	126591·5	189·35	0·1572	6·361
12·50	9500	129175·0	190·27	0·1543	6·481
12·75	9690	131758·5	191·18	0·1514	6·605
13·00	9880	134342·0	192·08	0·1487	6·725
13·25	10070	136925·5	192·96	0·1461	6·845
13·50	10260	139509·0	193·83	0·1436	6·964
13·75	10450	142092·5	194·69	0·1412	7·082
14·00	10640	144676·0	195·53	0·1388	7·205

Diese Tabelle gibt für meine Formel $\varDelta = \alpha + \beta\, p$, für α und β folgende Werthe:

$p =$ 10334	2×10334	3×10334	4×10334	5×10334
$\beta =$	0·0000542	0·0000523	0·0000512	0·0000503
$\alpha =$	0·047	0·095	0·121	0 157

Für die Berechnung der mechanischen Wirkungen des Dampfes sind diese numerischen Resultate der Versuche noch nicht genügend, sondern man muss zu diesem Zwecke vorzugsweise noch folgende Dinge kennen:

1) die zur Bildung des Wasserdampfes erforderliche Wärmemenge;
2) eine möglichst einfache Beziehung zwischen der Dichte und Spannkraft der Dämpfe;
3) das Verhalten der Kesseldämpfe bei Volumänderungen und Abkühlungen;
4) das Verhalten der überhitzten Dämpfe bei Temperatur- und Volumänderungen.

Wärmemenge zur Bildung von 1 Kilogramm Dampf. Die zur Bildung von 1^{Klg} Dampf von t° Temperatur aus Wasser von 0° Temperatur erforderliche Wärmemenge ist:

a) nach *Watt, Parkes, Pambour* für Kesseldämpfe von jeder Spannkraft und Temperatur 650 Wärmeeinheiten;

b) nach *Clement* dagegen $550 + t$ Wärmeeinheiten;

c) nach zahlreichen und genauen Versuchen von *Regnault* $606{\cdot}5 + 0{\cdot}305\ t$ Wärmeeinheiten.

Nach der ersten Regel wäre diese Wärmemenge ganz constant, nach den beiden anderen wächst sie mit der Temperatur des Dampfes oder es ist nach dieser letzteren Regel zur Erzeugung von hochgespanntem Dampf mehr Wärme nöthig, als zur Erzeugung von schwach gespanntem Dampf. Da die Temperatur der Dämpfe bei zunehmender Spannung nur wenig wächst, so sind die Differenzen der Werthe, welche die drei Regeln geben, nicht erheblich. Für praktisch technische Rechnungen kann man sich daher erlauben, die zwar ungenauere aber einfachere *Watt*'sche Regel zu gebrauchen. Für wissenschaftliche Untersuchungen ist jedoch die Regel von *Regnault* entschieden vorzuziehen.

Diese Regeln geben uns über den Vorgang der Dampfbildung nicht den geringsten Aufschluss. Durch unsere atomistische Anschauungsweise werden wir hierüber theilweise belehrt.

Wenn eine Flüssigkeit, z. B. Wasser, in einem Dampfkessel zum Verdampfen gebracht wird, geschieht Folgendes: Indem das Wasser Wärme (lebendige Kraft) aufnimmt, wächst die Repulsivkraft der Dynamiden, und werden dieselben auseinandergetrieben, bis sie eine Entfernung erreichen, wo die Repulsivkraft anfängt grösser zu werden als die Attraktivkraft. Hierauf müssen die Dynamiden noch weiter auseinander getrieben werden, bis die Differenz zwischen der Repulsivkraft und der Attraktivkraft gleich wird der im Kessel herrschenden Spannung. Bis zu diesem Augenblick hin ist durch den Vorgang Arbeit konsumirt worden, es ist aber auch vom Wasser Aether aufgenommen worden, denn die Wärmekapazität des Wassers wächst mit steigender Temperatur. Nun aber wird die Repulsivkraft der Dynamiden überwiegend, sie dehnen sich weiter aus, bis sie zuletzt abermals mit der im Kessel herrschenden Spannung in's Gleichgewicht kommen. Bei diesem Akt und wahrscheinlich im ersten Moment desselben wird aber Aether ausgeschieden, weil die Wärmekapazität des Dampfes kleiner ist als die des Wassers, und dieser plötzlichen Aetherausscheidung ist wahrscheinlich die Aenderung des Aggregatzustandes zuzuschreiben. Während dieses zweiten Ausdehnungsaktes wird innen Arbeit pro-

duzirt, denn die Dynamiden stossen sich ab und gehen auseinander. Allein während des totalen Vorgangs von der ersten Erwärmung an bis zur Beendigung der Dampfbildung muss der äussere Dampfdruck überwunden werden, wodurch wiederum Arbeit consumirt wird.

Nennt man:

p die Spannung des Dampfes im Kessel,

t_0 die Temperatur des Wassers, mit welchem der Kessel gespeist wird,

V_0 das ursprüngliche Volumen von 1[Klg] Wasser bei t_0° Temperatur,

V_1 das Dampfvolumen im Entstehungsmoment, d. h. in dem Moment, wenn die Abstossung der Dynamiden ihrer Anziehung gleich geworden ist,

V das Volumen von 1[Klg] Dampf bei einer Spannung p,

c die Wärmekapazität des entstandenen Dampfes,

t die Temperatur des Dampfes,

l die lebendige Kraft, welche dem Schwingungszustand der entweichenden Aethermenge $(1 - c)$ entspricht,

$\boxed{V_0 V_1}$ die Arbeit, welche erforderlich ist, um das Wasser bis zum Entstehungspunkt auszudehnen,

$\boxed{V_1 V}$ die Arbeit, welche der Dampf entwickelt, während er sich vom Entstehungspunkt an so weit ausdehnt, bis seine Spannkraft gleich p wird,

$p(V - V_0)$ die Arbeit, welche der Ueberwindung des äusseren Dampfdruckes entspricht,

$k = 424$ das Aequivalent einer Wärmeeinheit,

W die Wärmemenge, welche zur Bildung von 1[Klg] Dampf von der Spannung p und Temperatur t erforderlich ist,

so hat man:

$$k\,W = (c\,t - t_0)\,k + l + \boxed{V_0 V_1} + p\,(V - V_0) - \boxed{V_1 V} \quad . \quad . \quad (1)$$

Allein es ist $\boxed{V_0 V_1}$ für eine bestimmte Flüssigkeit eine absolute Constante. Setzen wir $\boxed{V_0 V_1} = A$, so wird:

$$k\,W = (c\,t - t_0)\,k + l + A + p\,(V - V_0) - \boxed{V_1 V} \quad . \quad . \quad (2)$$

Nach der von Regnault aufgefundenen Regel ist aber

$$W = 605{\cdot}5 + 0{\cdot}305\,t - t_0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Diese zwei Ausdrücke stimmen überein, wenn man nimmt:

$$A = 605{\cdot}5, \quad c = 0{\cdot}305$$

$$\boxed{V_1 V} = l + p\,(V - V_0) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

d. h. unsere Formel stimmt mit der von Regnault gefundenen überein, wenn die Arbeit $\overline{|v_1 \, v|}$, welche der Dampf entwickelt, indem er sich von seinem Entstehungspunkt an bis zur Spannung p ausdehnt, konsumirt wird, a) durch die Ueberwältigung des äusseren Dampfdruckes, b) durch die lebendige Kraft des entweichenden Aethers.

Dichte der Dämpfe. Das *Mariottisch-Gay-Lussac*'sche Gesetz gilt annähernd (Dynamiden, Seite 66, Nr. 14) sowohl für Gase wie für Dämpfe.

Setzt man:

p die Spannkraft des Dampfes (Druck auf 1^{qm})
Δ die Dichte des Dampfes (Gewicht von 1^{Kbm}),
t die Temperatur, a den Ausdehnungscoeffizienten, λ eine Constante, so hat man nach jenem Gesetz:

$$\Delta = \frac{\lambda \, p}{1 + a t} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Für Dampf von 100° Temperatur ist $p = 10335$, $\Delta = 0 \cdot 5913$, ferner $\alpha = 0 \cdot 00367$. Vermittelst dieser Werthe folgt:

$$\lambda = \frac{\Delta (1 + a t)}{p} = \frac{0 \cdot 5913 \times 1 \cdot 367}{10335} = \frac{1}{12786}$$

Es ist demnach für Kesseldampf:

$$\Delta = \frac{1}{12786} \frac{p}{1 + a t} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

$$p = 12786 \, \Delta (1 + a t) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (3)$$

Diese Ausdrücke sind aber für die Entwicklung der Theorie der Dampfmaschinen nicht geeignet, weil sie p nicht als Funktion von Δ, sondern als Funktion von Δ und t darstellen. Durch eine graphische Darstellung der Tabellenwerthe von Δ und p habe ich gefunden, dass wenn man p als Abscissen und die korrespondirenden Werthe von Δ als Ordinaten aufträgt, eine Kurve erscheint, die sich in einer kleinen Entfernung vom Anfangspunkt der Coordinaten an beinahe einer geraden Linie nähert. Es ist daher für Werthe von p, die über 2 Atmosphären hinausliegen, sehr nahe:

$$\Delta = \alpha + \beta \, p \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

und die angemessenen Werthe von α und β sind für Spannungen von 2 bis 5 Atmosphären:

$$\alpha = 0 \cdot 1389, \quad \beta = 0 \cdot 0000473 \quad \ldots \ldots \ldots , \quad (5)$$

Es ist wenigstens für höhere Spannungen α gegen β p eine kleine Grösse, daher stimmt die durch (4) ausgedrückte Regel annähernd mit dem Mariott'schen Gesetze überein. Wir werden uns in der Theorie der Dampfmaschinen dieser empirischen Regel stets bedienen.

Spannkraft des Dampfes. Das wahre Gesetz, nach welchem die Spannkraft der Kesseldämpfe von ihrer Temperatur abhängt, ist nicht bekannt, wohl hat man aber sehr viele Annäherungsregeln aufgestellt, welche diese Abhängigkeit von p und t ausdrücken. Eine solche Regel erhalten wir auch durch Kombination der Gleichungen (1) und (4) durch Elimination von Δ. Man findet:

$$p = \frac{\alpha (1 + a t)}{\lambda - \beta - a \beta t} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (6)$$

$$t = \frac{1}{a}\left(\frac{\lambda p}{\alpha + \beta p} - 1\right) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (7)$$

Diese Ausdrücke werden, wenn man für die Constanten ihre Werthe setzt:

$$a = 0{\cdot}00367, \quad \lambda = \frac{1}{12786}, \quad \alpha = 0{\cdot}1389, \quad \beta = 0{\cdot}0000473$$

$$p = 4494 \, \frac{1 + 0{\cdot}00367 \, t}{1 - 0{\cdot}00561 \, t} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (8)$$

$$p = 2921 \, \frac{273 + t}{177 - t} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (9)$$

Da die Werthe von α und β nur von 2 bis 5 Atmosphären zulässig sind, so gelten diese Formeln (8) und (9) auch nur innerhalb dieser Grenzen, d. h. von $t = 120^\circ$ bis $t = 150^\circ$. Der wissenschaftliche Werth dieser Formeln ist daher nicht hoch anzuschlagen, allein für die Theorie der Dampfmaschinen sind sie genügend. Den Zusammenhang zwischen p und t erkennt man am besten aus (7). So lange p klein ist, ist α gegen β p gross, wächst folglich t beinahe proportional mit p, allein wenn p gross ist, kann α gegen β p beinahe vernachlässigt werden, ändert sich demnach t nur sehr langsam.

Expansion und Verdichtung der Kesseldämpfe. Wenn man zuerst ein luftleer gemachtes Gefäss, dessen Rauminhalt vergrössert oder verkleinert werden kann, dessen Wände aber so eingehüllt sind, dass durch dieselben Wärme weder eindringt noch entweicht, mit Kesseldampf füllt und dann eine Volumänderung veranlasst, so

wird durch diesen Vorgang die Dichte, Spannkraft und Temperatur des Dampfes geändert. Das wahre Gesetz, nach welchem diese Veränderungen geschehen, ist noch nicht aufgefunden worden. Benimmt man sich so, wie wenn die Watt'sche Regel ein Gesetz wäre, dass also zur Bildung von 1^{Klg} Kesseldampf eine constante Wärmemenge von 650 Wärmeeinheiten nothwendig wäre, so sind Kesseldämpfe solche Dämpfe, die gerade nur so viel Wärme enthalten, als zu ihrem Bestehen nothwendig ist, wird man also annehmen dürfen, dass Kesseldämpfe ihre Natur nicht ändern, wenn sie Volumänderungen erfahren, ohne Wärme aufzunehmen oder abzugeben, und wird man folglich die früher für Kesseldämpfe aufgestellten Gleichungen auch für durch Volumänderungen entstehende Dämpfe gelten lassen dürfen. Nennt man demnach $\mathfrak{V}$ Δ p t für den ursprünglichen Zustand, $\mathfrak{V}_1$ Δ_1 p_1 t_1 für den durch Volumänderung entstandenen Dampf, das Volumen, die Dichte, die Spannkraft und die Temperatur, so hat man, da das Gefäss in beiden Zuständen gleich viel Dampf enthält,

$$\mathfrak{V} (\alpha + \beta p) = \mathfrak{V}_1 (\alpha + \beta p_1) \quad \ldots \ldots \quad (10)$$

Es ist demnach:

$$p_1 = \frac{\mathfrak{V}}{\mathfrak{V}_1}\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) - \frac{\alpha}{\beta} \quad \ldots \ldots \quad (11)$$

Die Cylinder der expandirenden Dampfmaschinen werden stets sorgfältig gegen Wärmeverluste durch Einhüllungen mit schlechten Wärmeleitern oder durch Dampfheizungen geschützt, wir dürfen uns daher erlauben, die durch (11) ausgedrückte Regel bei Expansionsmaschinen in Anwendung zu bringen. Strenge genommen treten immer schwache Condensationen ein, wenn Expansionen ohne Wärmeaufnahmen geschehen, allein durch die Berechnung dieser sich condensirenden Dampfmenge wird die Maschine nicht verbessert, und wenn man sie durch Zuführung von Wärme verhindern will, so kostet dies eben abermals Wärme, wird also doch nichts gewonnen.

Condensation des Kesseldampfes. Benehmen wir uns abermals so, wie wenn die Watt'sche Regel ein Gesetz wäre, so müssen wir sagen, dass jeder wenn auch noch so kleine Wärmeverlust eine theilweise Condensation des Kesseldampfes zur Folge haben muss. Es sei ein Gefäss, dessen Volumen $\mathfrak{V}$ ist, mit Kesseldampf von einer Spannkraft p erfüllt. Indem dem Dampf eine Wärmemenge w entzogen wird, wird ein Theil des Dampfes condensirt, und das Gefäss enthält dann nebst dem durch die Condensation entstan-

denen Wasser, Dampf von einer Spannkraft p_1 und Temperatur t_1. Vernachlässigen wir das Volumen des durch Condensation entstandenen Wassers, so ist das Dampftvolumen nach erfolgter Condensation gleich $\mathfrak{V}$. Die ursprüngliche im Gefäss enthaltene Dampfmenge ist $\mathfrak{V}(\alpha + \beta p)$ Kilogramm, die nach erfolgter Condensation vorhandene Dampfmenge dagegen $\mathfrak{V}(\alpha + \beta p_1)$ Kilogramm, die condensirte Dampfmenge $\mathfrak{V}(\alpha + \beta p) - \mathfrak{V}(\alpha + \beta p_1) = \mathfrak{V}\beta(p - p_1)$.

Aber indem diese Dampfmenge zu Wasser wird, muss dieselbe gerade so viel Wärme verlieren, als nothwendig ist, um eine Wassermenge von $\mathfrak{V}\beta(p - p_1)$ Kilogramm von $t_1°$ Temperatur in Dampf zu verwandeln. Diese Wärmemenge ist aber nach der Watt'schen Regel $\mathfrak{V}\beta(p - p_1)(650 - t_1)$, daher hat man:

$$W = \mathfrak{V}\beta(p - p_1)(650 - t_1)$$

Geschieht die Condensation durch Einspritzen von q Kilogramm Wasser von $t_0°$ Temperatur, so erfährt dieses eine Temperaturerhöhung $t_1 - t_0$, nimmt es folglich eine Wärmemenge $q(t_1 - t_0)$ auf und diese muss nun gleich sein derjenigen, welche der Dampf verloren hat, daher hat man:

$$q(t_1 - t_0) = \mathfrak{V}\beta(p - p_1)(650 - t_1)$$

Allein es ist $\mathfrak{V}\beta(p - p_1) = S$ Kilogramm die Dampfmenge, welche condensirt wurde, daher:

$$q(t_1 - t_0) = S(650 - t_1)$$

oder

$$q = S\frac{650 - t_1}{t_1 - t_0} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (12)$$

Soll durch Wasser von $t_0 = +10°$ Temperatur Dampf so weit condensirt werden, dass im Condensator eine Temperatur $t_1 = 50°$ eintritt, so wird:

$$q = S\frac{650 - 50}{50 - 10} = 15\,S$$

d. h. es ist in diesem Falle zur Condensation von 1^{Klg} Dampf 15^{Klg} Wasser erforderlich.

Dampfausströmung aus einem Gefäß. Ein Gefäss A, welches Dampf von einer Spannkraft P enthält, kommunizire durch eine Röhre B mit einem Raum C, in welchem Dampf oder Luft von einer Spannkraft p enthalten ist. Es sei $P > p$, was zur Folge haben wird, dass eine Strömung des Dampfes aus A durch B nach C stattfinden wird, und dass der Dampf durch die Mündung von B mit einer Span-

nung p in den Raum C mit einer gewissen Geschwindigkeit U einströmen wird, die auf folgende Weise berechnet werden kann:

In einem gewissen Querschnitt Ω der Röhre wird im Beharrungszustand der Bewegung eine gewisse Spannung y vorhanden sein. In einem um dx von dem ersteren abstehenden Querschnitt wird die Spannung $y - dy$ sein. Die zwischen diesen Querschnitten enthaltene Dampfmenge hat ein Gewicht $(\alpha + \beta y) \Omega dx$ und wird mit einer Kraft $y \Omega$ nach auswärts, mit einer Kraft $(y - dy) \Omega$ nach einwärts getrieben, wird demnach durch eine Kraft $(y - dy) \Omega - y \Omega = - \Omega dy$ beschleuniget. Die Gleichung der Bewegung dieser Dampfmenge ist demnach:

$$\frac{dv}{dt} = g \frac{-\Omega dy}{(\alpha + \beta y) \Omega dx} = g \frac{-dy}{(\alpha + \beta y) dx} \quad \dots \dots \quad (13)$$

Das Differenzial dx kann beliebig gross genommen werden, es ist uns also erlaubt, es so gross zu machen als der Weg ist, den die zur Zeit t im Querschnitt Ω befindlichen Dampftheilchen im Zeitelement dt zurücklegen; man darf demnach $dx = v dt$ setzen und hiedurch verwandelt sich die Gleichung (13) in folgende:

$$v\, dv = g \frac{-dy}{\alpha + \beta y}$$

Durch Integration findet man hieraus:

$$\frac{v^2}{2g} = - \frac{1}{\beta} \text{ lognat } (\alpha + \beta y) + \text{const}$$

Am Anfang der Röhre ist $y = P$ und wenn wir annehmen, dass das Gefäss A sehr weit ist $v = o$, wir erhalten daher:

$$o = - \frac{1}{\beta} \text{ lognat } (\alpha + \beta P) + \text{const}$$

Am Ende der Röhre ist $y = p$ und $v = U$, demnach:

$$\frac{U^2}{2g} = - \frac{1}{\beta} \text{ lognat } (\alpha + \beta p) + \text{const}$$

Die Differenz dieser zwei Gleichungen liefert eine neue Gleichung, aus welcher folgt:

$$U = \sqrt{\frac{2g}{\beta} \text{ lognat } \frac{\alpha + \beta P}{\alpha + \beta p}} \quad \dots \dots \quad (14)$$

Hiedurch ist die Ausströmungsgeschwindigkeit berechnet. Da diese Gleichung den Querschnitt der Röhre und ihre Länge nicht enthält, so darf dieselbe auch dann gebraucht werden, wenn die

Röhre äusserst kurz, oder wenn die Ausströmungsöffnung unmittelbar in der Gefässwand angebracht ist.

Die nachfolgende Tabelle gibt für verschiedene Werthe des Quotienten $\frac{\alpha + \beta P}{\alpha + \beta p}$ die entsprechenden Werthe von U.

$\frac{\alpha + \beta P}{\alpha + \beta p}$	U Meter	$\frac{\alpha + \beta P}{\alpha + \beta p}$	U Meter
1·1	187	2	507
1·2	260	3	616
1·3	312	4	717
1·4	353	5	772
1·5	387	6	815
1·6	417	7	847
1·7	443	8	878
1·8	467	9	903
1·9	488	10	924

Das Verhalten von überhitztem Dampf. Füllt man ein Gefäss mit Kesseldampf und erhitzt denselben hierauf, indem man Wärme durch die Wände eindringen lässt, so entsteht sogenannter überhitzter Dampf. Dieser verhält sich (so lange ihm nicht mehr Wärme entzogen wird, als er während der Ueberhitzung aufgenommen hat) wie jedes Gas. Es gelten also für diese überhitzten Dämpfe alle Lehren, die Seite 262 für Gase aufgestellt wurden.

Beschreibung der Dampfmaschinen.

Einleitung. Das Studium der Dampfmaschinen wird gewöhnlich mit einer geschichtlichen Darstellung der Erfindung dieser Maschine eingeleitet. Für ein Lehrbuch ist jedoch dieser Weg nicht angemessen, er ist zu breit und zu lang, erfordert zu viele Worte und ist zu ungeregelt, um zu einer wahren Einsicht in das Wesen der Sache zu führen. Wir wollen hier gleichsam von einer idealen Erfindungsgeschichte ausgehen, die möglicher Weise hätte eintreten können und durch die wir ganz naturgemäss zu den verschiedenen wesentlicheren Arten von Dampfmaschinen geführt

werden. Wir gehen nämlich von der einfachsten Anordnung aus, beschreiben dieselbe, unterwerfen sie einer Kritik, erkennen dadurch ihre Mängel, suchen dieselben zu beseitigen und gelangen so Schritt für Schritt zu den verschiedenen besseren Einrichtungen.

Die Hochdruckmaschine ohne Expansion, ohne Condensation. Wir beginnen mit derjenigen Maschine, bei welcher der Dampf ohne Expansion wirkt und nicht condensirt wird. Wenn wir eine Einrichtung herstellen, durch welche ein Kolben durch den Druck von hochgespanntem Dampf hin- und hergeschoben, und durch welchen dann diese Kolbenbewegung in eine rotirende Bewegung einer mit einem Schwungrad versehenen Axe verwandelt wird, so erhalten wir offenbar eine höchst einfache Anordnung einer Dampfmaschine.

Offenbar ist es für die Wirkung des Dampfes im Wesentlichen ganz gleichgiltig, welche Lage und Stellung wir für den Cylinder annehmen und welchen Mechanismus wir zur Umwandlung der hin und her gehenden Bewegung des Kolbens in eine rotirende Bewegung der Schwungradsaxe annehmen. Wir wollen den Cylinder horizontal legen und zur Bewegungsverwandlung einen Schubstangen-Kurbelmechanismus wählen. Eine solche Maschine besteht dann aus folgenden Hauptbestandtheilen: 1) einem an beiden Enden durch Deckel geschlossenen Cylinder a, Tafel XXVI., Fig. 6; 2) einem an den Cylinder genau anschliessenden, mit einer Kolbenstange b versehenen Kolben c; 3) dem aus einer Kolbenstangenführung d, einer Schubstange e, Kurbel *f*, Schwungradwelle g und Schwungrad h bestehenden Mechanismus zur Umwandlung der Kolbenbewegung in eine rotirende Bewegung; 4) einer sogenannten Steuerung, durch welche bewirkt wird, dass die beiden Cylinderenden abwechselnd mit dem Dampfkessel und mit der freien atmosphärischen Luft in der Art in Kommunikation gesetzt werden, dass wenn der Kolben von links nach rechts getrieben werden soll, das linkseitige Ende des Cylinders mit dem Dampfkessel, das rechtseitige mit der Atmosphäre, und wenn der Kolben hierauf von rechts nach links gehen soll, das rechtseitige Ende des Cylinders mit dem Kessel, das linkseitige Ende dagegen mit der Atmosphäre kommunizirt. Dass dies durch mannigfaltige Einrichtungen, durch Hahnen, Schieber oder Ventile bewirkt werden kann, ist selbstverständlich. Man kann also Hahnen-, Schieber-, Ventilsteuerungen anwenden und es ist klar, dass die Funktionen dieser Organe am leichtesten durch geeignete Mechanismen von der Schwungradwelle aus bewirkt werden können; 5) einer Speisepumpe, durch welche dem Kessel das Wasser ersetzt wird, das bei der Bewegung des Kolbens, bei jedem Schub, in Dampfform aus

dem Kessel nach dem Cylinder übergeht; 6) einem Maschinengestell, durch welches alle Bestandtheile in die für ihre Thätigkeit geeignete Verbindung gesetzt werden.

Streng genommen gehört der angedeutete Mechanismus zur Umwandlung der Kolbenbewegung in eine rotirende gar nicht zum Wesen der Dampfmaschinen, sondern gehört der Transmission an. Es gibt ja viele Maschinen, bei welchen dieser Mechanismus gar nicht vorkommt. Es ist leicht einzusehen, dass bei einer solchen Maschine eine möglichst vortheilhafte Wirkung des Dampfes erzielt werden kann, wenn die Spannung des Dampfes im Cylinder sehr hoch ist. Beträgt z. B. diese Spannung zwei Atmosphären, so geht (abgesehen von den Reibungswiderständen der Maschine) die Hälfte des Dampfdruckes durch den vor dem Kolben herrschenden atmosphärischen Druck verloren. Der Dampfdruck wird also nur zur Hälfte nützlich verwendet. Beträgt der Dampfdruck 3, 4, 5, 6 . . . . Atmosphären, so ist im ersteren Falle ein Drittel, im zweiten ein Viertel etc. des Dampfdruckes zur Ueberwindung des atmosphärischen Vorderdruckes nothwendig, würden demnach im ersten Falle $\frac{2}{3}$, im zweiten $\frac{3}{4}$, im dritten $\frac{4}{5}$ . . . . des Dampfdruckes nützlich verwendet. Die wesentlichste Bedingung einer günstigen Verwendung des Dampfes besteht also bei unserer Maschine in einer möglichst hohen Spannkraft des Dampfes, und um diese herbeizuführen, ist nebst einer geeigneten Einrichtung und Heizung des Dampfkessels nichts nothwendig, als den Cylinderquerschnitt so gross zu machen, dass der Widerstand, welchen die zu betreibenden Arbeitsmaschinen verursachen, erst dann überwunden werden kann, wenn der Dampfdruck einen für seine günstige Wirkung nothwendigen hohen Druck erreicht hat. Beträgt z. B. der von den Arbeitsmaschinen herrührende Widerstand 1000^{Kls}, d. h. muss der Kolben mit einer Kraft von 1000^{Kls} getrieben werden, damit jene Widerstände überwunden werden und soll eine Spannkraft von 5 Atmosphären eintreten, so würde der Querschnitt des Cylinders auf folgende Art bestimmt. Nennt man denselben O in Quadratcentimetern, so ist (den atmosphärischen Druck auf 1^{qcm} annähernd zu 1^{Kls} gerechnet) $O\,(5-1) = 4\,O$ Kilogramm die Kraft, mit welcher der Kolben getrieben wird, demnach muss sein: $4\,O = 1000$ und $O = \frac{1000}{4} = 250$ Quadratcentimeter, der Durchmesser des Cylinders muss also nahe 18^{cm} sein.

Allein wenn man auch veranlasst, dass eine hohe Dampfspannung eintritt, so kann bei einer solchen Hochdruckmaschine den-

noch eine ganz vortheilhafte Verwendung des Dampfes nicht eintreten, denn der Dampf, wenn er aus der Maschine entweicht, ist noch gerade so gut als er beim Eintritt war, und der atmosphärische Vorderdruck ist jedenfalls nachtheilig. Ueberdies ist es in praktischer Hinsicht fatal, wenn die Spannkraft so hoch sein muss, indem es Schwierigkeiten macht, dem Kessel hinreichende Festigkeit zu geben und die Dampfverluste an den verschiedenen Dichtungsstellen, insbesondere zwischen Kolben und Cylinder zu verhindern. Diese Erkenntniss der Mängel dieser Hochdruckmaschine führt uns zu Verbesserungen derselben. Offenbar können diese auf zweierlei Weise herbeigeführt werden, entweder indem wir den schädlichen atmosphärischen Vorderdruck schwächen oder ganz aufheben, oder wenn wir veranlassen, dass der Dampf, wenn er aus dem Cylinder entlassen wird, nur noch eine schwache Spannkraft besitzt, so dass er eine erhebliche Wirkung ferner nicht mehr hervorbringen kann.

Fragen wir nach den Mitteln, durch welche diese Verbesserungen herbeigeführt werden können, so sind diese nicht direkt in mechanistischen Einrichtungen, sondern in den physikalischen Eigenschaften des Dampfes zu suchen und wir finden sie in der Verdichtungsfähigkeit und Ausdehnungsfähigkeit des Dampfes, wir werden somit zur Condensation und zur Expansion des Dampfes geführt, also zur Condensations- und zur Expansionsmaschine.

Die Maschine mit Expansion ohne Condensation. Das einfachste Mittel, wodurch eine expandirende Wirkung des Dampfes erzielt werden kann, besteht darin, dass man die Steuerung der Hochdruckmaschine in der Weise ändert, dass die Kommunikation zwischen dem Dampfkessel und dem Raum hinter dem Kolben aufgehoben wird, nachdem der Kolben einen gewissen Theil seines Schubes zurückgelegt hat und aufgehoben bleibt, bis der Schub zu Ende ist. Geschieht z. B. diese Aufhebung der Kommunikation (die Absperrung), wenn der Kolben in $b\,b_1$, Tafel XXVI., Fig. 7, angekommen ist, so ist für die Fortsetzung des Kolbenschubes kein Dampf mehr nothwendig, der Kolben wird aber doch, wenn auch mit abnehmender Kraft, weiter und bis an's Ende des Schubes fortgetrieben. Der dabei hinter dem Kolben expandirende Dampf wird zuletzt, wenn der Kolben am Ende des Schubes in $c\,c_1$ angekommen ist, nunmehr noch eine schwache Spannkraft besitzen, so dass er nun nicht mehr so viel werth ist, als er vor der Expansion werth war. Trägt man den Druck, mit welchem der Kolben in jedem Augenblick fortgeschoben wird (die Differenz der Pressungen gegen

die beiden Seiten des Kolbens) durch Ordinaten auf, so ist $w =$ Flächeninhalt von $a\,\alpha\,b\,\beta$ die Wirkung des Dampfes bis zum Eintritt der Expansion, $w_1 =$ Flächeninhalt von $b\,\beta\,c\,\gamma$ die Wirkung während der Expansion. Nennt man s die Dampfmenge in Kilogrammen, die bis zum Beginn der Expansion eingetreten ist, so ist $\frac{w + w_1}{s}$ die nützliche Wirkung, welche durch Ein Kilogramm Dampf entsteht, während $\frac{w}{s}$ die nützliche Wirkung wäre, die durch Ein Kilogramm entstünde, wenn keine Expansion statt fände. Der Vortheil der Expansion ist also augenscheinlich, und zwar um so grösser, je stärker expandirt wird. Doch darf die Expansion nicht so weit getrieben werden, dass gegen das Ende des Kolbenschubes die Dampfspannung hinter dem Kolben kleiner würde als der atmosphärische Vorderdruck, weil sonst durch den letzten Rest des Kolbenschubes eine negative Wirkung entstünde.

Ein zweites Mittel, durch welches man eine Expansion des Dampfes veranlassen kann, besteht in der Anwendung zweier Cylinder von ungleichem Volumen, einem kleinen und einem grossen, von denen jeder mit einer Steuerung versehen ist, ähnlich derjenigen einer nicht expandirenden Maschine, die aber so eingerichtet sind, dass der Dampf, nachdem er während des ganzen Schubes gegen den Kolben des kleinen Cylinders gewirkt hat, in den grossen Cylinder eintritt, dann auf den grossen Kolben durch einen ganzen Schub wirkt und dann erst aus der Maschine entlassen wird. Nur ist diese Art von Expansion nicht so unmittelbar einleuchtend.

Maschine ohne Expansion mit Condensation. Wir wollen nun sehen, was durch die Condensation geleistet werden kann. Denken wir uns, dass wir den Raum vor dem Kolben nicht mit der freien Atmosphäre, sondern mit einem ganz geschlossenen Gefäss, das ganz leer ist, also weder Luft noch Dampf enthält (dem Condensator), in Kommunikation setzen, dieses Gefäss aber stets durch Einspritzen von kaltem Wasser gut abkühlen, so wird der Dampf, wenn er aus dem Cylinder in den Condensator entweicht, beinahe urplötzlich grösstentheils zu Wasser, so dass dann im Condensator und folglich auch in dem Cylinderraum vor dem Kolben nur eine ganz schwache Spannung eintritt. Sind wir im Stande diesen Zustand des Condensators dauernd zu erhalten, so haben wir bewirkt, dass die Kraft, mit welcher der Kolben fortgetrieben wird, grösser ist, als wenn der Dampf, nachdem er auf den Kolben gewirkt hat, in die Atmosphäre entweicht. Bevor wir untersuchen, welcher Vortheil daraus entsteht, wollen wir erst zu ermitteln suchen, auf welche

Weise wir im Condensator jenen Zustand mit schwacher Spannung dauernd erhalten können. Bei jedem Kolbenschub gelangt eine Cylinderfüllung Dampf in den Condensator und wird zu Wasser. Bei jedem Schub muss eine gewisse Wassermenge eingespritzt werden, um die Condensation des Dampfes fort und fort zu erhalten, der Condensator wird daher nach kurzer Zeit ganz mit Wasser gefüllt sein, wird daher bald wirkungslos. Wir müssen ihn daher durch eine Pumpe zu entleeren suchen; diese Pumpe ist die Luftpumpe genannt worden, weil das Condensationswasser viel Luft enthält, die im Condensator vermöge des in ihm herrschenden schwachen Druckes frei wird. Auch diese Luft muss nebst dem Wasser herausgepumpt werden. Allein mit dieser Luftpumpe ist die Sache noch nicht abgethan, die Condensation erfordert sehr grosse Wasserquantitäten (20 bis 30^{Klg} für 1^{Klg} Dampf), die oftmals aus einem tiefen Brunnen gehoben, herbeigeschafft und in den Condensator und die denselben zur Abkühlung der Wände umgebende Wassercisterne gebracht werden müssen. Hierzu ist nun abermals eine Pumpe erforderlich (die sogenannte Kaltwasserpumpe). Der vollständige Condensationsapparat besteht also aus folgenden Theilen: 1) Condensator mit Vorrichtungen zum Einspritzen des Wassers; 2) Kaltwassercisterne, in welcher der Condensator aufgestellt wird und die fortwährend mit kaltem Wasser genährt wird; 3) der Luftpumpe zur Entleerung des Condensators; 4) der Kaltwasserpumpe, welche das zur Condensation des Dampfes erforderliche Wasser hebt und herbeischafft. Die zum Betriebe der beiden Pumpen erforderliche Kraft muss natürlich die Dampfmaschine liefern, wodurch deren Nutzleistung nicht wenig geschwächt wird. — Nun haben wir zu überlegen, ob und welche Vortheile das Condensationsprinzip gewährt. Abstrahiren wir vorläufig ganz und gar von den Reibungswiderständen der Maschine, so wie auch von dem Kraftaufwand, welcher zum Betrieb der Luftpumpe, der Kaltwasserpumpe und der Warmwasserpumpe nothwendig ist, und richten unsere Aufmerksamkeit nur auf die hinter dem Kolben und vor demselben herrschenden Pressungen. Nehmen wir beispielsweise an, im Condensator und folglich auch im Cylinder vor dem Kolben herrsche eine Spannung von $\frac{1}{4}$ einer Atmosphäre. Die Spannung des Dampfes hinter dem Kolben sei $\frac{2}{4}$, $\frac{3}{4}$, $\frac{4}{4}$, $\frac{5}{4}$ . . . . einer Atmosphäre, dann wird im ersten Falle die Hälfte, im zweiten Falle ein Drittel, im dritten ein Viertel etc. des Dampfdruckes zur Ueberwindung des schädlichen Vorderdruckes noth-

wendig sein, wird daher im ersten Falle die Hälfte, im zweiten Falle $\frac{\frac{3}{4} - \frac{1}{4}}{\frac{3}{4}} = \frac{2}{3}$, im dritten Falle $\frac{\frac{4}{4} - \frac{1}{4}}{\frac{4}{4}} = \frac{3}{4}$ u. s. w. von der ganzen Kraft des Dampfes günstig verwendet. Abgesehen von dem Reibungswiderstande gibt daher eine solche Condensationsmaschine mit Dampf von nur $\frac{2}{4}$, $\frac{3}{4}$, $\frac{4}{4}$, $\frac{5}{4}$ .... Atmosphären Spannkraft eben so günstige Resultate, als eine nicht expandirende Hochdruckmaschine mit Dampf von 2, 3, 4, 5.... Atmosphären Spannkraft. Berücksichtiget man aber die grösseren Widerstände, die eine Condensationsmaschine wegen der Condensatorpumpe veranlasst, so sieht man, dass bei einerlei Verhältniss zwischen Vorderdruck und Hinterdruck eine Condensationsmaschine minder gute Leistungen hervorbringt als eine Hochdruckmaschine. Hinsichtlich der Verwendung des Dampfes und des Brennstoffes sind daher im Allgemeinen diese Condensationsmaschinen gar nicht vortheilhaft, allein sie gewähren allerdings nicht unbedeutende praktische Vortheile und Annehmlichkeiten und Erleichterungen, dass man mit Dampf von sehr geringer Spannung nahezu das Gleiche erreicht, was nur durch hochgespannten Dampf erzielt werden kann, wenn nicht condensirt wird. Diese mit schwach gespanntem Dampf arbeitenden Condensationsmaschinen werden „Niederdruckmaschinen" genannt, sie sind von *Watt* eingeführt worden, werden heut zu Tage zum Fabrikbetrieb nicht mehr gebraucht, wohl aber zum Betrieb der Dampfschiffe, 1) weil die reichliche Zubringung des Condensationswassers ohne Pumpe geschehen kann; 2) weil die gute Instandhaltung der Dichtungen bei Dampf von schwacher Spannkraft ungemein leicht erzielt werden kann; 3) weil die Anfertigung und Unterhaltung von grossen Dampfkesseln für Dampf von schwacher Spannkraft keinerlei Schwierigkeit verursacht; 4) weil diese Niederdruckdampfkessel weniger gefährlich sind als die Hochdruckkessel.

Die Mitteldruckmaschine mit Expansion mit Condensation. Wir haben gesehen, dass das Expansionsprinzip, insbesondere wenn es in einem hohen Grade angewendet wird, zu einer vortheilhaften Verwendung des Dampfes und mithin auch zu einer vortheilhaften Benutzung des Brennstoffs führt, dass dagegen das Condensationsprinzip Maschinen liefert, die mancherlei wichtige praktische Nebenvortheile gewähren, es liegt daher die Folgerung vor Augen, dass durch die gleichzeitige Anwendung beider Prinzipien Maschinen hergestellt werden, die bei einer niedrigen oder doch mässigen Dampf-

spannung eine starke Expansion gestatten, die demnach die Vortheile der beiden Arten von Maschinen vereinigen. Diese Maschinen werden Mitteldruckmaschinen mit Expansion und mit Condensation genannt. Diese Maschinen entstehen, wenn man eine gewöhnliche Expansionsmaschine mit einem vollständigen Condensationsapparat versieht, oder wenn man bei einer gewöhnlichen Condensationsmaschine die gewöhnliche Steuerung mit einer Expansionssteuerung vertauscht. Diese Mitteldruckmaschinen werden vorzugsweise zum Betriebe von grossen Fabrikanlagen an solchen Orten angewendet, wo es an Wasserkraft fehlt und der Brennstoff kostspielig ist. Es sind die besten Maschinen, jedoch die komplizirtesten, denn eine Expansionssteuerung ist jederzeit zusammengesetzter als eine nicht expandirende Steuerung, und der ganze vollständige Condensationsapparat bildet eine sehr zusammengesetzte Maschine; allein diese Komplikation kommt bei grossen industriellen Unternehmungen und hohen Brennstoffpreisen nicht in Betrachtung.

Einfach wirkende Maschinen. Unter einfach wirkenden Dampfmaschinen werden solche Dampfmaschinen gemeint, bei welchen der Kolben nur nach der einen Richtung mit Energie durch den Dampf getrieben, dann aber nach der der entgegengesetzten Richtung ohne Einwirkung des Dampfes zurückgeführt wird. Sie werden in solchen Fällen angewendet, wenn Arbeitsmaschinen betrieben werden sollen, die abwechselnd starke und hierauf keine oder geringe Widerstände verursachen, wie dies der Fall ist bei den Pumpen, vermittelst welchen grosse Städte mit Trinkwasser versehen werden, und welche insbesondere auch bei den Bergwerken zur Hebung des Wassers gebraucht werden. Die spezielle Einrichtung dieser einfach wirkenden Dampfmaschine und insbesondere die komplizirte Ventilsteuerung, welche bei derselben angewendet wird, werden wir in der Folge bei den Wasserhaltungsmaschinen beschreiben und erklären.

Doppel-Maschinen oder gekuppelte Maschinen. Eine Doppelmaschine entsteht, wenn man zwei von den im Vorhergehenden erklärten Dampfmaschinen auf eine Welle einwirken lässt, die mit zwei unter rechtem Winkel gegen einander gestellte Kurbeln versehen ist. Tafel XXVI., Fig. 8 stellt einen Grundriss einer solchen Maschine dar. Durch diese Verbindung zweier gewöhnlichen Maschinen wird eine grosse Regelmässigkeit der Bewegung der Kurbelwelle und mithin auch aller Arbeitsmaschinen erzielt, die von dieser Kurbelwelle aus getrieben werden. Doppelmaschinen werden sehr häufig angewendet. Die Lokomotiven und Dampfschiffe sind

alle mit Doppelmaschinen versehen, aber auch zum Betrieb von solchen Fabriken, welche eine grosse Gleichförmigkeit der Bewegung erfordern, werden sie oftmals gebraucht. Dass sie unvermeidlich sehr komplizirt sind, ist selbstverständlich.

Theorie der Dampfmaschinen.

Effektberechnung der Maschinen. Wir haben bereits in den Prinzipien der Mechanik (Seite 212, 2te Auflage) nachgewiesen, dass in allen Maschinen ein Beharrungszustand ihrer Bewegung und Thätigkeit eintritt, und haben auch durch elementare Betrachtungen gezeigt, wie die Bewegung und Wirkungsweise bei einer einfachen Dampfmaschine im Beharrungszustand erfolgt. In den folgenden Theorien werden wir den Gegenstand durch analytische Mittel verfolgen und dadurch zu allgemeinen Regeln gelangen. Wie die Bewegung einer Dampfmaschine während des Anlaufes erfolgt, kann selbst mit einem grossen Aufwand von analytischen Apparaten nur sehr schwierig verfolgt werden, und die Kenntniss dieser Vorgänge ist wenigstens in praktischer Hinsicht von geringer Bedeutung, indem die regemässige nützliche Thätigkeit einer Dampfmaschine doch nur im Beharrungszustand vorhanden ist. Wir übergehen daher den Anlauf, nehmen an, es sei der Beharrungszustand vorhanden und stellen uns die Aufgabe, die Gesetze dieses Zustandes ausfindig zu machen. Dabei legen wir die Betrachtung einer Maschine mit einem Cylinder zu Grunde und unterscheiden die vier Fälle: 1) wenn der Dampf ohne Expansion und ohne Condensation wirkt; 2) ohne Expansion mit Condensation; 3) mit Expansion ohne Condensation; 4) mit Expansion mit Condensation.

Im Beharrungszustand sind am Anfange jedes Kolbenschubes identische Zustände vorhanden, sind also die Geschwindigkeiten, die lebendigen Kräfte, die Dampfspannungen, der Wassergehalt des Kessels gleich gross. Diese Identität der Zustände am Anfang und Ende jedes Kolbenschubes ist nur unter folgenden Umständen möglich:

1) muss die Wirkung, welche der Dampf während eines Kolbenschubes entwickelt, gleich sein der Wirkung, welche während eines Kolbenschubes durch die Totalität der Widerstände consumirt wird;
2) muss in den Kessel während jeden Kolbenschubes so viel Wasser gebracht werden, als während dieser Zeit verdampft wird;

3) muss die Dampfmenge, welche bei einem Kolbenschub aus dem Kessel in die Maschine übertritt, eben so gross sein als die Dampfmenge, die während eines Kolbenschubes produzirt wird.

Werden diese Gleichheiten mit mathematischer Schärfe analytisch ausgedrückt, so erhält man drei Gleichungen, die den Beharrungszustand charakterisiren und aus welchen alle diesen Zustand betreffenden Fragen beantwortet werden können.

Nennen wir:

O den Querschnitt des Dampfcylinders,

l die Länge des Kolbenschubes,

v die mittlere Geschwindigkeit des Kolbens, die gefunden wird, wenn man die Länge des Kolbenschubes durch die Zeit eines Kolbenschubes dividirt,

l_1 die Länge des Weges, den der Kolben zurücklegt bis die Absperrung eintritt, d. h. bis die Kommunikation zwischen Cylinder und Kessel aufhört. Bei nicht expandirenden Maschinen ist l_1 nicht viel kleiner als l, bei expandirenden Maschinen richtet sich l_1 nach dem Expansionsgrad,

m den Coeffizienten für den schädlichen Raum, d. h. m ist die Zahl, mit welcher das Volumen $O\,l$ multiplizirt werden muss, um zu erhalten die Summe der Volumen 1) eines Dampfkanales, 2) des Raumes zwischen dem Cylinderdeckel und dem Kolben, wenn dieser am Ende des Schubes steht; es ist also $m\,O\,l$ dieser schädliche Raum,

y den Druck des Dampfes auf einen Quadratmeter der Kolbenfläche, nachdem der Kolben vom Anfang des Schubes an einen Weg x zurückgelegt hat. Bei nicht expandirenden Maschinen ist y von $x = o$ bis $x = l$ beinahe constant; bei expandirenden Maschinen jedoch nur von $x = o$ bis $x = l_1$. Um den Beharrungszustand ganz allgemein zu charakterisiren, wollen wir aber y als eine Funktion von x ansehen,

ϱ den Druck, welcher, nachdem der Kolben einen Weg x zurückgelegt hat, auf jeden Quadratmeter der Kolbenfläche wirken müsste, um zu überwinden: 1) theils den in dieser Kolbenstellung vor dem Kolben wirklich herrschenden Gegendruck, 2) die sämmtlichen Reibungen und sonstigen Nebenhindernisse, welche der Bewegung entgegen wirken. Der wahre Werth von ϱ ist im Allgemeinen eine komplizirte Funktion der Konstruktionselemente der Maschine und der Wirkungsweise des Dampfes. Die Grösse ϱ, die wir den schädlichen Widerstand nennen wollen, ist also in dem Sinne zu verstehen, dass $O\,(y - \varrho)$ die

nützliche Kraft ausdrückt, mit welcher der Kolben in dem Augenblick fortgetrieben wird, nachdem er vom Anfang des Kolbenschubes an einen Weg x zurückgelegt hat,

p_1 den Druck des Dampfes im Cylinder hinter dem Kolben, nachdem derselbe einen Weg l_1 zurückgelegt hat, also im Momente der Absperrung,

y_m ϱ_m die mittleren Werthe von y und ϱ, d. h. diejenigen constanten Werthe, welche während eines Kolbenschubes eben so grosse Wirkungen produziren würden, wie die veränderlichen Werthe. Nach den in den Prinzipien der Mechanik, Seite 62, festgestellten Begriffen ist demnach:

$$y_m \, l = \int_0^l y \, d x, \quad \varrho_m \, l = \int_0^l \varrho \, d x \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

S die Dampfmenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde im Kessel gebildet wird,

s die Dampfmenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde durch unvollkommene Verschlüsse und Dichtungen verloren geht,

R den auf den Kurbelkreis reduzirten nützlichen Widerstand, welchen die zu betreibenden Arbeitsmaschinen verursachen, d. h. R ist gleich der Kraft, mit welcher in jedem Augenblick auf den Kurbelzapfen nach einer auf dem Kurbelhalbmesser senkrechten Richtung eingewirkt werden muss, um die Widerstände der Arbeitsmaschinen zu überwinden. Wir betrachten R als eine constante Grösse,

q die Wassermenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde in den Kessel gefördert werden muss,

E in Kilogrammmetern, N in Pferdekräften den Nutzeffekt der Maschine.

Diese Bezeichnungen vorausgesetzt, können wir nun die Bedingungsgleichungen des Beharrungszustandes aufstellen. Es ist $\int_0^l y \, d x$ die Wirkung des Dampfes während eines Kolbenschubes, $\int_0^l \varrho \, d x$ die Gegenwirkung des schädlichen Widerstandes, $\frac{1}{2} R \, l \, \pi$ die Wirkung, welche dem nützlichen Widerstand während eines Kolbenschubes entspricht. Wegen der ersten, Seite 519 ausgesprochenen Bedingung hat man demnach:

$$\int_0^l y \, d x = \int_0^l \varrho \, d x + \frac{1}{2} R \, l \, \pi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

oder wegen (1):

$$O\, l\, y_m - O\, l\, \varrho_m = \frac{1}{2} R\, \pi\, l$$

demnach:

$$y_m = \frac{1}{2} \frac{R\, \pi}{O} + \varrho_m \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (3)$$

Es ist ferner $v \frac{\frac{1}{2} l\, \pi}{l} = \frac{1}{2} \pi\, v$ die Geschwindigkeit des Kurbelzapfens (die mittlere), demnach $R \frac{1}{2} \pi\, v$ der in Kilogrammmetern ausgedrückte nützliche Effekt der Maschine, demnach:

$$\frac{1}{2} \pi\, R\, v = E = 75\, N \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (4)$$

oder auch wegen (3):

$$O\, v\, (y_m - \varrho_m) = E = 75\, N \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (5)$$

Bei jedem Kolbenschub wird nicht nur das Volumen $O\, l_1$, sondern auch das Volumen $m\, O\, l$ des schädlichen Raumes mit Dampf erfüllt. Bei jedem Kolbenschub wird daher ein Dampfvolumen $O\, l_1 + m\, O\, l = O\, (l_1 + m\, l)$ verbraucht. Allein im Moment der Absperrung ist die Spannung des Dampfes gleich p_1, wiegt also ein Kubikmeter $(\alpha + \beta\, p_1)$ Kilogramm, also ist der Dampfverbrauch bei jedem Schub $O\, (l_1 + m\, l)\, (\alpha + \beta\, p_1)$ Kilogramm. Die Zeit eines Schubes ist aber $\frac{1}{v}$, daher ist der mittlere Dampfverbrauch in jeder Sekunde:

$$\frac{O\, (l_1 + m\, l)\, (\alpha + \beta\, p_1)}{\frac{1}{v}} = O\, v \left(\frac{l_1}{l} + m\right) (\alpha + \beta\, p_1)$$

Wir erhalten daher wegen des dritten der Seite 520 ausgesprochenen Sätze

$$S = O\, v \left(\frac{l_1}{l} + m\right) (\alpha + \beta\, p_1) + s \quad . \; . \; . \; . \; . \; (6)$$

Die Bedingung der richtigen Wasserlieferung in den Kessel ist:

$$S = q \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (7)$$

Bei diesen Rechnungen sind die Wärmeverluste nicht in Anschlag gebracht, die durch Abkühlung der Wände des Cylinders und der Zuleitungsröhren entstehen können. Indessen wenn man will, kann man diese Verluste in s inbegriffen denken.

Diese Gleichungen sind total unabhängig von den physikalischen Eigenschaften des Dampfes und von jeder Hypothese. Sie sind nur

der allgemeine Formalismus, nach welchem die Dampfmaschinen zu berechnen sind, sei es, dass man sich zu einer oder der andern oder zu gar keiner Wärmetheorie bekennt. Diese Gleichungen (3), (5), (6) würden absolut richtige Resultate liefern, wenn man im Stande wäre, die darin erscheinenden Grössen y_m ϱ_m p_1 und s mit mathematischer Schärfe zu bestimmen. Dies ist aber aus zwei Gründen nicht möglich, erstens, weil die physikalischen Gesetze des Dampfes nicht genau bekannt sind, zweitens, weil es eine zu schwierige mathematische Aufgabe ist, die Bewegungen und Zustandsänderungen des Dampfes bei seinem Uebergang aus dem Kessel in den Cylinder und sein Entweichen aus denselben zu verfolgen. Wir müssen uns also bei der Benutzung der aufgestellten Gleichungen mit Annäherungen begnügen.

Nicht expandirende Maschinen. Bei nicht expandirenden Maschinen ist l_1 sehr nahe gleich l. Was da in der Maschine vorgeht, während der Kolben den Rest $l - l_1$ seines Schubes zurücklegt, werden wir in der Folge bei der Theorie der Steuerungen kennen lernen. Hier wollen wir uns erlauben $l_1 = l$ zu setzen, wodurch allerdings ein kleiner Fehler begangen wird. Die Spannung y des Dampfes hinter dem Kolben richtet sich theils nach der Spannung des Dampfes im Kessel, theils nach den Widerständen, welche dem Uebergang des Dampfes aus dem Kessel nach dem Cylinder entgegentreten, theils nach den Querschnitten der Dampfkanäle, endlich nach der Geschwindigkeit des Kolbens. Sind diese Widerstände klein, sind ferner die Dampfkanäle weit, und ist die Kolbengeschwindigkeit eine gemässigte, so muss man auch ohne alle Rechnung erkennen, dass bei einer nicht expandirenden Dampfmaschine die Spannung des Dampfes hinter dem Kolben während der ganzen Dauer des Schubes nur äusserst wenig veränderlich sein kann, ist es also unter solchen Umständen erlaubt, y als eine Constante anzusehen. Nennen wir diesen constanten Werth von y, p, so dürfen wir setzen $y = y_m = p_1 = p$. Dadurch begehen wir einen Fehler, der zur Folge hat, dass wir die Wirkung der Maschine zu günstig berechnen, denn die wirkliche Dampfspannung muss, wenn der Kolben am schnellsten geht, also in der Mitte seines Schubes sich befindet, kleiner ausfallen als am Anfange und am Ende des Schubes. Trägt man den vom Kolben zurückgelegten Weg x als Abscisse, die Pressung des Dampfes gegen den Kolben als Ordinate auf, Taf. XXVI., Fig. 9, so ist A B E C D der Vorgang, wenn der Druck während des ganzen Schubes A D constant bleibt, dagegen A B F C D der wirkliche Vorgang und namentlich bei rascher Bewegung des Kolbens. In beiden

Fällen ist der Dampfverbrauch der gleiche, aber die Wirkung des Dampfes ist bei constant bleibendem Druck grösser, als bei veränderlichem. Hieraus erkennt man aber auch, dass eine mässige Geschwindigkeit des Kolbens hinsichtlich der Wirkung des Dampfes auf den Kolben vortheilhaft ist.

Der schädliche Widerstand ϱ ist eine sehr zusammengesetzte Funktion von verschiedenen Einflüssen. Der Werth von ϱ richtet sich 1) nach der Spannung, die in dem Raume herrscht, nach welchem der Dampf aus dem Cylinder entweicht. Dieser Raum ist, bei Condensationsmaschinen der Condensator, bei nicht condensirenden Maschinen die atmosphärische Luft; 2) nach dem Querschnitte des Ausströmungskanals und überhaupt nach den Hindernissen, die der Ausströmung des Dampfes entgegenwirken. Weite Kanäle sind günstig, enge ungünstig; 3) nach der Geschwindigkeit des Kolbens. Eine mässige Geschwindigkeit ist günstig, eine rasche ungünstig; 4) nach der Totalität der Reibungswiderstände der Maschine und der Widerstände, welche die Bewegung der Hilfsapparate, Pumpen etc. verursacht. Eine sehr vollkommene Ausführung der Maschine und einfache Konstruktionsweise sind in dieser Hinsicht vortheilhaft. Dieser Theil des Gesammtbetrages von ϱ_m ist bei nicht expandirenden und nicht condensirenden Maschinen am kleinsten, bei expandirenden und condensirenden Maschinen am grössten. Erfolgt die Bewegung des Kolbens sehr rasch und sind die Querschnitte der Kanäle enge, so ist y merklich veränderlich, und zwar am Anfang des Kolbenschubes beträchtlich gross und erst gegen das Ende des Kolbenschubes hin mässig. Ist dagegen die Geschwindigkeit des Kolbens eine mässige und sind die Querschnitte der Entweichungskanäle sehr weit, so ist ϱ beinahe constant, so dass man dann $\varrho = \varrho_m = r$ setzen darf, wobei r den in diesem Falle beinahe constanten Werth von ϱ bedeutet. Man sieht hieraus, dass hinsichtlich des schädlichen Vorderdruckes eine geringe Geschwindigkeit des Kolbens und weite Entweichungskanäle vortheilhaft sind.

Noch muss bemerkt werden, dass der Werth von r für grosse Maschinen kleiner ausfällt als für kleine Maschinen, wegen der nicht unbeträchtlichen Kolbenreibung. Diese ist nämlich dem Umfang des Kolbens proportional, während die Kraft der Maschine dem Querschnitt des Kolbens proportional ist; das Verhältniss zwischen dem Reibungswiderstand und der Gesammtkraft der Maschine fällt demnach bei grossen Maschinen günstiger aus als bei kleinen.

Durch weitläufige Rechnungen, die ich hier nicht produziren will, habe ich für r folgende Annäherungswerthe gefunden:

1) für Watt'sche Niederdruckmaschinen:

$$r = 1758 + 30 \frac{O}{\Omega} v + 45 h + 269 D + \frac{367}{D}.$$

2) für Hochdruckmaschinen ohne Condensation ohne Expansion bei einer Spannung des Dampfes von:

$$2 \text{ At.} \ldots\ldots r = 10652 + 12 \frac{O}{\Omega} v + 531 D + \frac{414}{D}$$

$$3 \;\text{„}\; \ldots\ldots r = 11044 + 38 \frac{O}{\Omega} v + 635 D + \frac{631}{D}$$

$$4 \;\text{„}\; \ldots\ldots r = 11469 + 71 \frac{O}{\Omega} v + 1090 D + \frac{828}{D}$$

$$5 \;\text{„}\; \ldots\ldots r = 12450 + 114 \frac{O}{\Omega} v + 1610 D + \frac{1005}{D}$$

Die constanten Zahlen in diesen Ausdrücken rühren vorzugsweise her von der Spannung, die in dem Raum herrscht, nach welchem der Dampf entweicht. Die Glieder, welche $\frac{O}{\Omega}$ v als Faktor enthalten, drücken den Einfluss aus, welchen das nicht plötzliche, sondern allmählige Entweichen des Dampfes verursacht. Ω ist der Querschnitt des Ausströmungskanals. Ein enger Kanal und grosse Geschwindigkeit sind nachtheilig, was schon früher ausgesprochen wurde. Die dem Durchmesser D des Dampfcylinders direkt proportionalen Glieder beziehen sich vorzugsweise auf die Reibung der Schwungradswelle. Diese ist bei grossen Maschinen grösser als bei kleinen, was seinen Grund darin hat, dass die Schwungräder bei grossen Maschinen wegen ihres langsamen Ganges verhältnissmässig schwerer ausfallen, als bei kleineren Maschinen.

Die dem Durchmesser D verkehrt proportionalen Glieder rühren vorzugsweise von der Kolbenreibung her. Diese ist also bei kleinen Maschinen grösser als bei grossen. Der Grund hiervon liegt in dem Umstande, dass die Kolbenreibung dem Umfang, die Kraft, welche den Kolben treibt, dagegen dem Querschnitt des Kolbens proportional ist.

Der in jeder Sekunde entstehende Dampfverlust s entsteht vorzugsweise am Umfang des Kolbens, weil dieser doch niemals absolut genau an den Cylinder anschliesst. Dieser Verlust richtet sich daher 1) nach der Genauigkeit, mit welcher die Kolbendichtung an

der Cylinderwand anschliesst, 2) nach der Differenz der Spannungen hinter und vor dem Kolben, 3) nach dem Durchmesser des Cylinders. Nach Rechnungen, die ich hier nicht wiedergeben will, ist annähernd:

$$s = (0{\cdot}022 + 0{\cdot}027\, n)\, D \text{ Kilogramm}$$

wobei D den Durchmesser des Dampfcylinders in Metern und n die Spannung des Dampfes im Cylinder hinter dem Kolben bedeutet.

Für eine gut gearbeitete, mit hinreichend weiten Zu- und Abströmungskanälen versehene und mit mässiger Geschwindigkeit laufende Maschine, die noch ohnedies gegen Wärmeverluste wohl verwahrt ist, dürfen wir nach den vorausgegangenen Erläuterungen annähernd setzen:

$$y = y_m = p_1 = p, \quad \varrho = \varrho_m = r, \quad s = o, \quad l_1 = l$$

und dann geben die Gleichungen (3) bis (7):

$$\left.\begin{aligned} p &= \frac{1}{2}\,\frac{R\,\pi}{O} + r. \\ 75\,N &= O\,v\,(p - r) \\ S &= O\,v\,(1 + m)\,(\alpha + \beta\,p) \\ S &= q \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Wir wollen diese Gleichungen zur Beantwortung verschiedener die Dampfmaschinen betreffenden Fragen benutzen, werden uns aber dabei so benehmen, wie wenn dieselben nicht bloss Annäherungen, sondern absolute Wahrheiten ausdrückten. Die Zahl dieser Gleichungen ist 4, die Anzahl der darin enthaltenen variablen Grössen $p, R, r, O, v, E, N, S, q$ ist dagegen 9. Wenn also 5 von diesen 9 Grössen gegeben werden, können die andern 4 berechnet werden. Es können demnach $\frac{9 \times 8 \times 7 \times 5}{1 \times 2 \times 3 \times 4} = 105$ verschiedene Fragen gestellt und beantwortet werden.

Von diesen 105 möglichen Aufgaben wollen wir nur einige, die ein besonderes praktisches Interesse haben, behandeln.

Leistungen einer bestehenden Maschine, erster Fall. Eine Maschine sei aufgestellt und im Gang. Der Querschnitt O des Cylinders wird gemessen. Die Dampfspannung p, der Widerstand r und die Geschwindigkeit v wird beobachtet. Man soll bestimmen: 1) den nützlichen Widerstand R, 2) den Nutzeffekt N der Maschine, 3) die Dampfproduktion S pro 1 Sekunde, 4) die Wassermenge q.

Aus den Gleichungen (8) folgt:

$$\left.\begin{aligned} R &= \frac{2\,O}{\pi}(p - r) \\ N &= \frac{O\,v\,(p - r)}{75} \\ S &= O\,v\,(1 + m)\,(\alpha + \beta p) \\ q &= S \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad (9)$$

wodurch die gestellte Frage beantwortet ist.

Leistungen einer bestehenden Maschine, zweiter Fall. Eine Maschine sammt Kessel ist aufgestellt. Die Dimensionen der Einrichtung werden abgemessen. Der Maschine wird ein gewisser nützlicher Widerstand R aufgebürdet und der Kessel wird so geheizt, dass in jeder Sekunde eine Dampfmenge von S Kilogrammen produzirt wird. Man soll bestimmen: 1) die Dampfspannung p, welche im Cylinder eintritt, 2) die Geschwindigkeit v des Ganges, 3) den Nutzeffekt N, 4) die Wassermenge q.

Die erste der Gleichungen (8) gibt unmittelbar:

$$p = \frac{1}{2}\,\frac{R\,\pi}{O} + r \quad \ldots \ldots \quad (10)$$

Durch Division der zweiten und dritten der Gleichungen (8) findet man:

$$N = \frac{1}{75}\,\frac{p - r}{(1 + m)\,(\alpha + \beta p)}\,S \quad \ldots \ldots \quad (11)$$

Die dritte der Gleichungen (8) gibt:

$$v = \frac{S}{O\,(1 + m)\,(\alpha + \beta p)} \quad \ldots \ldots \quad (12)$$

Die vierte dieser Gleichungen gibt endlich:

$$q = S \quad \ldots \ldots \quad (13)$$

Aus (10) sieht man, dass die im Cylinder hinter dem Kolben eintretende Dampfspannung von dem nützlichen Widerstand R, von dem Cylinderquerschnitt und vom schädlichen Widerstand, nicht aber von der Dampfproduktion abhängt. Die Spannung fällt gross aus, wenn R gross, O klein und r gross ist, d. h. wenn man einer kleinen Maschine einen grossen Widerstand zu überwinden aufbürdet, so tritt im Beharrungszustand im Cylinder eine hohe Dampfspannung ein. Bei einem bestimmten Werth von p ist wegen (11) der Nutzeffekt der Maschine der Dampfproduktion proportional. Die Geschwindigkeit v der Maschine ist, wie (12) zeigt, der Dampfproduktion proportional.

Vortheilhafteste Thätigkeit einer Dampfmaschine. Für die vortheilhafteste Thätigkeit einer Maschine muss $\frac{75\ N}{S}$, d. h. muss die nützliche Wirkung, welche 1^Klg Dampf entwickelt, möglichst gross ausfallen.

Aus der zweiten und dritten der Gleichungen (8) folgt:

$$\frac{75\ N}{S} = \frac{p - r}{(1 + m)\ (\alpha + \beta\, p)} = \frac{1 - \frac{r}{p}}{(1 + m)\left(\beta + \frac{\alpha}{p}\right)} \quad . \quad (14)$$

Nun ist aber $\frac{\alpha}{p}$ eine gegen β sehr kleine Grösse, kann also gegen β vernachlässigt werden. Dieser Ausdruck wird also gross, wenn $\frac{r}{p}$ klein ist, d. h. die Thätigkeit einer nicht expandirenden Maschine wird vortheilhaft, wenn die Dampfspannung hinter dem Kolben gross ist im Verhältniss zum schädlichen Widerstand r. Ist r klein (wie bei einer Watt'schen Condensationsmaschine), so wird die Thätigkeit der Maschine bereits bei einer kleinen Dampfspannung p vortheilhaft. Ist r gross (wie bei einer nicht condensirenden Maschine), so muss p gross sein, damit die Thätigkeit vortheilhaft ausfällt. Diese nicht condensirenden Maschinen erfordern demnach hohe Dampfspannungen.

Berechnung der Hauptgrößen für eine neu zu erbauende Maschine. Für eine neu zu erbauende Maschine ist zunächst gegeben N und ist es angemessen, anzunehmen p, r, v, m. Die zu suchenden Grössen sind: O, S, q, R.

Man findet aus (8):

$$\left.\begin{aligned} O &= \frac{75\ N}{v\ (p - r)} \\ S &= O\, v\, (1 + m)\, (\alpha + \beta\, p) \\ R &= \frac{2}{\pi}\ O\ (p - r) \\ q &= S \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Wie die Grössen p r v angenommen werden sollen, hängt ab von den Anforderungen, die man an die Maschine stellt. Verlangt man gute Effektleistungen, so muss v klein und p im Verhältniss zu r gross genommen werden. Warum v klein genommen werden muss, ist Seite 524 gesagt worden. Verlangt man, dass die Maschine sehr klein ausfallen soll, so muss p im Verhältniss zu r und

muss auch v gross angenommen werden. Ganz vorzügliche Leistungen darf man von einer nicht expandirenden Maschine nicht verlangen, denn wenn man auch die Dampfspannung p ausserordentlich gross annimmt, wird doch die Leistung nicht so gross, wie bei einer expandirenden Dampfmaschine mit mässiger Dampfspannung, und bei einer so hohen Dampfspannung wird es sehr schwierig, den Kessel hinreichend fest zu machen und in allen Theilen des Cylinders dampfdichte Verschlüsse hervorzubringen. Zweckmässig ist daher die Anwendung einer nicht expandirenden Maschine nur in solchen Fällen, wenn es nicht so sehr auf Brennstofföknomie, sondern auf Einfachheit der Konstruktion ankommt. Wir nehmen daher

$$r = 1{\cdot}5 \times 10000 = 15000, \quad p = 35000, \quad m = 0{\cdot}05, \quad v = 1$$

Sollte aber eine möglichst compendiöse Maschine verlangt werden, dann kann man in Rechnung bringen $r = 15000$, $p = 60000$, $m = 0{\cdot}05$, $v = 3$ Meter und es ist in diesem Fall noch zweckmässig, den Kolbenschub verhältnissmässig sehr klein anzunehmen, weil dadurch der Cylinder kurz ausfällt, eine kurze Schubstange genügt, unmittelbar eine grosse Rotationsgeschwindigkeit des Schwungrades erzielt wird und alle Querschnittsdimensionen der Organe schwach sein können; denn diese Querschnitte richten sich nicht nach der Geschwindigkeit, sondern nur nach der Kraft, mit welcher der Kolben getrieben wird, und diese Kraft fällt natürlich bei grosser Kolbengeschwindigkeit klein aus. Allein von einer so schnell laufenden, mit hoher Dampfspannung arbeitenden Maschine mit kurzem Schub kann man sich keine grosse Dauer versprechen und noch weniger eine gute Effektleistung. Diese ungünstigen Verhältnisse sind in manchen Fällen und namentlich bei den Maschinen der Lokomotiven nicht zu vermeiden. Von den Lokomotiven wird heut zu Tage stets eine Kraftleistung von wenigstens 100 bis 150 Pferde gefordert, und für den Personentransport eine Fahrgeschwindigkeit von 16 bis 20^m in einer Sekunde. Räderwerke sind da nicht anwendbar, Condensation ist auch nicht zulässig und durch Expansion ist wegen der durchaus nothwendigen Kolbengeschwindigkeit nicht viel zu erreichen. Um nun die geforderten Leistungen durch eine möglichst compendiöse Einrichtung zu erzielen, werden Dampfspannungen von 6 bis 8 Atmosphären zugelassen und eine Kolbengeschwindigkeit von 2·5 bis 3^m und muss überdies noch der Kolbenschub kurz genommen werden.

Expansionsmaschinen mit einem Cylinder. Bei den Expansionsmaschinen mit einem Cylinder hat die Steuerung die Einrichtung,

dass die Kommunikation zwischen dem Kessel und dem Cylinder aufgehoben wird, nachdem der Kolben einen Weg l_1, der nur ein Theil des ganzen Kolbenschubes l ist, zurückgelegt hat. Bis zu diesem Moment darf man annehmen, dass die Spannung des Dampfes im Cylinder einen constanten Werth p hat. Von dem Moment der Absperrung an wird aber das Volumen, in welches der Dampf eingeschlossen ist, immer grösser und grösser, nimmt also die Dichte und Spannkraft des Dampfes ab. Um nun die Wirkung des Dampfes während eines Schubes zu berechnen, müssen wir zunächst seine Spannung für einen beliebigen Augenblick des Zustandes der Expansion bestimmen. Zu diesem Behufe nehmen wir an, dass während der Expansion keine Condensation eintrete, und dass der Dampf während seiner Expansion seine Kesseldampf-Natur nicht ändert. Diese Voraussetzungen sind nicht ganz richtig, aber doch annähernd.

Nennen wir y die Spannung des Dampfes hinter dem Kolben, nachdem derselbe vom Anfange des Schubes an einen Weg x zurückgelegt hat, der grösser als l_1 ist. Im Moment der Absperrung ist ein Volumen $O\, l_1 + m\, O\, l$ mit Kesseldampf von einer Spannkraft p gefüllt, beträgt also das Gewicht der eingeschlossenen Dampfmenge $(O\, l_1 + m\, O\, l)(\alpha + \beta\, p) = O\,(l_1 + m\, l)(\alpha + \beta\, p)$. Nachdem nun der Kolben einen Weg x zurückgelegt hat, beträgt das Volumen des Dampfes $O\, x + m\, O\, l = O\,(x + m\, l)$ und die Spannung ist y, daher das Gewicht $O\,(x + m\, l)(\alpha + \beta\, y)$. In der Voraussetzung, dass kein Dampf condensirt wurde, ist also:

$$O\,(x + m\, l)(\alpha + \beta\, y) = O\,(l_1 + m\, l)(\alpha + \beta\, p)$$

Hieraus folgt:

$$y = \frac{l_1 + m\, l}{x + m\, l}\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) - \frac{\alpha}{\beta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Nun können wir die Wirkung des Dampfes bei einem Schub berechnen. Diese ist:

$$O\, y_m\, l = O\, p\, l_1 + \int_{l_1}^{l} O\, y\, d\, x$$

demnach, wenn für y sein Werth aus (16) eingeführt wird:

$$O\, y_m\, l = O\, p\, l_1 + O \int_{l_1}^{l} \left[\left(\frac{l_1 + m\, l}{x + m\, l}\right)\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) - \frac{\alpha}{\beta}\right] d\, x$$

Durch Integration folgt:

$$y_m = \frac{l_1}{l}\, p - \frac{\alpha}{\beta}\left(1 - \frac{l_1}{l}\right) + \left(\frac{l_1}{l} + m\right)\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) \operatorname{lognat} \frac{l + m\, l}{l_1 + m\, l} \quad (17)$$

Nehmen wir an, dass der schädliche Widerstand constant sei, dass also $\rho_m = r$ gesetzt werden kann, so wird:

$$y_m - \rho_m = \left[\frac{l_1}{l} + \left(\frac{l_1}{l} + m\right) \text{lognat} \frac{l + m\,l}{l_1 + m\,l}\right]\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right) \quad (18)$$

Setzt man zur Abkürzung:

$$\frac{l_1}{l} + \left(\frac{l_1}{l} + m\right) \text{lognat} \frac{l + m\,l}{l_1 + m\,l} = k \quad \ldots\ldots \quad (19)$$

so wird (18):

$$y_m - \rho_m = \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) k - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right] \quad \ldots \quad (20)$$

Substituirt man diese Werthe von $y_m - \rho_m$ in die Gleichungen (3) und (5), so erhält man:

$$\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) k - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right) = \frac{1}{2} \frac{R\,\pi}{O} \quad \ldots \quad (21)$$

$$O\,v \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) k - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right] = E = 75\,N \quad \ldots \quad (22)$$

Die Gleichung, welche die Gleichheit der Dampfproduktion und Dampfkonsumtion ausdrückt, erhalten wir aus (6), wenn wir p statt p_1 setzen. Es ist demnach für Expansionsmaschinen:

$$S = O\,v\left(\frac{l_1}{l} + m\right)(\alpha + \beta\,p) + s \quad \ldots\ldots \quad (23)$$

Endlich ist noch:

$$S = q \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (24)$$

Diese Ergebnisse (19) bis (24) enthalten die Theorie der Expansionsmaschinen mit einem Cylinder. Wir wollen auch hier mehrere Aufgaben zur Lösung bringen.

Leistungen einer bestehenden expandirenden Maschine, erster Fall. Eine expandirende Maschine existirt und befindet sich im regelmässigen Gang. Der Cylinderquerschnitt und der Expansionsgrad $\frac{l_1}{l}$ wird durch Messungen bestimmt, die Dampfspannung p und der schädliche Widerstand r werden ebenfalls ermittelt. Es soll berechnet werden N, S, q, R.

Die Gleichung (19) gibt zunächst k, dann findet man R vermittelst (21), hierauf N oder E vermittelst (22), sodann S aus (23), endlich q aus (24) und somit ist die vorgelegte Frage beantwortet.

34.

Leistungen einer expandirenden Maschine, zweiter Fall. Der Cylinderquerschnitt O und der Expansionsgrad $\frac{l_1}{l}$ sind bekannt. Es soll bestimmt werden: 1) die Dampfspannung p, 2) die Effektleistung, 3) die Wasserförderung q, vorausgesetzt, dass der Maschine ein gewisser nützlicher Widerstand R zu überwinden aufgebürdet wird und dass im Kessel in jeder Sekunde eine Dampfmenge S erzeugt wird. Gegeben sind also O, $\frac{l_1}{l}$, m, r, S, R, zu suchen dagegen p, v, N, q.

Man bestimmt zuerst den Werth von k vermittelst der Gleichung (19):

$$k = \frac{l_1}{l} + \left(\frac{l_1}{l} + m\right) \text{lognat} \frac{l + m\, l}{l_1 + m\, l} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

Dann gibt die Gleichung (21) für p folgenden Werth:

$$p = \frac{\frac{1}{2} \frac{R\, \pi}{O} + \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)}{k} - \frac{\alpha}{\beta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

Nun folgt aus (23):

$$v = \frac{S - s}{O\left(\frac{l_1}{l} + m\right)(\alpha + \beta\, p)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (27)$$

und endlich aus (22):

$$N = \frac{O\, v}{75\left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) k - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right]} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (28)$$

Bedingungen der vortheilhaftesten Effektleistung. Diese Bedingung ist, dass $\frac{75\, N}{S}$ möglich gross sein soll. Aus (22) und (23) folgt, wenn man s vernachlässiget:

$$\frac{75\, N}{S} = \frac{\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) k - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)}{\left(\frac{l_1}{l} + m\right)(\alpha + \beta\, p)}$$

oder

$$\frac{75\, N}{S} = \frac{1}{\beta} \frac{1}{\frac{l_1}{l} + m}\left(k - \frac{\alpha + \beta\, r}{\alpha + \beta\, p}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (29)$$

Nun sind p und $\frac{l_1}{l}$ zwei von einander unabhängige Grössen; es handelt sich also darum, diejenigen Werthe von p und von $\frac{l_1}{l}$ zu bestimmen, für welche $\frac{75\, N}{S}$ ein Maximum wird. Der vortheil-

hafteste Werth von p ist offenbar, wie aus (29) zu ersehen ist, eine im Verhältniss zu dem schädlichen Widerstand möglichst grosse Dampfspannung. Der vortheilhafteste Werth von $\frac{l_1}{l}$ wird bestimmt, indem man den Differenzialquotienten $\frac{d\left(\frac{75\,N}{S}\right)}{d\left(\frac{l_1}{l}\right)}$ sucht und denselben gleich Null setzt. Bezeichnet man zur Abkürzung $\frac{l_1}{l}$ mit ξ, so hat man:

$$k = \xi - (\xi + m)\,\text{lognat}\left(\frac{1 + m}{\xi + m}\right)$$

und

$$\frac{75\,N}{S} = \frac{1}{\beta}\,\frac{1}{\xi + m}\left(k - \frac{\alpha + \beta\,r}{\alpha + \beta\,p}\right)$$

Differenzirt man diese Gleichungen, so findet man:

$$\frac{d\,k}{d\,\xi} = 1 + \text{lognat}\left(\frac{1 + m}{\xi + m}\right) - 1 = \text{lognat}\left(\frac{1 + m}{\xi + m}\right) \quad . \quad . \quad (30)$$

$$\frac{d\left(\frac{75\,N}{S}\right)}{d\,\xi} = \frac{1}{\beta}\left[(\xi + m)\frac{d\,k}{d\,\xi} - k\right]\frac{1}{(\xi + m)^2} + \frac{1}{\beta}\,\frac{\alpha + \beta\,r}{\alpha + \beta\,p}\,\frac{1}{(\xi + m)^2} \quad (31)$$

oder wegen (30):

$$\frac{d\left(\frac{75\,N}{S}\right)}{d\,\xi} = \left(-\frac{1}{\beta}\,\xi + \frac{1}{\beta}\,\frac{\alpha + \beta\,r}{\alpha + \beta\,p}\right)\frac{1}{(\xi + m)^2}$$

Dieser Ausdruck verschwindet für

$$\xi = \frac{\alpha + \beta\,r}{\alpha + \beta\,p} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (31)$$

Für diesen Werth von ξ wird die Spannung am Ende des Kolbenschubes vermöge (16):

$$y = \left[\frac{\xi + m}{1 + m}(\alpha + \beta\,p) - \alpha\right]\frac{1}{\beta}$$

$$y = \frac{r}{1 + m} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (32)$$

oder weil m gegen die Einheit eine kleine Grösse ist:

$$y \text{ nahe} = r$$

d. h. die vortheilhafteste Expansion ist diejenige, bei welcher die Spannung des Dampfes im Cylinder hinter dem Kolben am Ende

des Kolbenschubes nur noch gleich ist dem schädlichen Widerstand. Ist diese vortheilhafteste Expansion vorhanden, so läuft die Maschine am Ende des Kolbenschubes ganz kraftlos und wird nur durch die lebendige Kraft des Schwungrades getrieben. Die Geschwindigkeit der Maschine wird daher gegen das Ende des Kolbenschubes hin rasch abnehmen, demnach ungleichförmig gehen, dies ist aber ein Nachtheil, und daher ist es nicht zweckmässig, die hinsichtlich der Dampfbenutzung vortheilhafteste Expansion eintreten zu lassen, sondern eine etwas schwächere, so dass gegen das Ende des Kolbenschubes hin die Maschine doch noch mit merklicher Kraft getrieben wird. In Worten ausgedrückt, sind also die Bedingungen der vortheilhaftesten Effektleistung einer expandirenden Dampfmaschine: 1) eine im Verhältniss zum schädlichen Widerstand r hohe Dampfspannung; 2) ein Expansionsgrad, bei welchem am Ende des Kolbenschubes die Spannung des Dampfes hinter dem Kolben nur noch gleich ist dem schädlichen Widerstand r. Diese Ergebnisse der Rechnung sind selbstverständlich und hätten auch ohne Rechnung eingesehen werden können.

Abmessungen einer neu zu erbauenden expandirenden Maschine. Für eine neu zu erbauende Expansionsmaschine ist gegeben N und muss angenommen werden r, p, $\frac{l_1}{l}$, v. Die zu suchenden Grössen sind: O, S, R, q.

Man berechne zuerst den Werth von k vermittelst (19), d. h. vermittelst

$$k = \frac{l_1}{l} + \left(\frac{l_1}{l} + m\right) \text{lognat} \frac{l + m\, l}{l_1 + m\, l} \quad \ldots \quad (33)$$

sodann findet man aus (22):

$$O = \frac{75\, N}{v\left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) k - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right]} \quad \ldots \quad (34)$$

ferner aus (21):

$$R = \frac{2\, O}{\pi}\left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) k - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right] \quad \ldots \quad (35)$$

ferner aus (23):

$$S = O\, v \left(\frac{l_1}{l} + m\right)(\alpha + \beta\, p) + s \quad \ldots \quad (36)$$

endlich aus (24):

$$q = S \quad \ldots \quad (37)$$

Die passenden Annahmen für p, $\frac{l_1}{l}$ und v richten sich auch hier nach dem Zweck, dem die Maschine zu dienen hat. In den

meisten praktischen Fällen ist es am angemessensten, die Maschine so anzuordnen, dass sie bei mässiger Dampfspannung und mässiger Expansion ihre normale Leistung hervorzubringen vermag, also nicht zu sehr angestrengt ist, wenn sie ihren normalen Dienst verrichtet. Für solche Fälle kann man nehmen, vorausgesetzt dass nicht condensirt wird: $r = 15000$, $p = 35000$, $\frac{l_1}{l} = \frac{1}{2}$, $v = 1^m$. Für den Fall aber, dass die Maschine nicht nur expandiren soll, sondern dass auch Condensation gebraucht wird, kann man setzen:

$$r = 6000, \quad p = 20000, \quad v = 1, \quad \frac{l_1}{l} = \frac{1}{2}$$

Will man ein möglichst günstiges Güteverhältniss erzielen, so muss man eine im Verhältniss zum schädlichen Widerstand sehr hohe Dampfspannung und eine starke Expansion in Anwendung bringen. Damit aber die Kesseleinrichtung nicht zu schwierig und die Herstellung guter Dampfdichtungen möglich wird, muss man durchaus die Condensation eintreten lassen, denn thut man dies, so wird selbst für einen mässigen Werth von p das Verhältniss $\frac{r}{p}$ klein und ist eine starke Expansion auch bei mässiger Dampfspannung möglich. Der Vortheil der Anwendung der Condensation besteht wesentlich nur darin, dass dadurch mit schwächeren Dampfspannungen den Bedingungen einer vortheilhaften Verwendung des Dampfes entsprochen werden kann. Die Nachtheile der Condensation bestehen darin, dass die Condensationsmaschinen wegen des Condensationsapparates viel komplizirter sind als nicht condensirende Maschinen.

Theorie der Woolf'schen Maschine mit zwei Cylindern. Diese Maschine ist zur Expansion des Dampfes mit zwei Cylindern, mit einem kleineren A und einem grösseren B versehen, und der Dampf wird zuletzt, nachdem er in den Maschinen gewirkt hat, condensirt. Der Dampf wirkt zuerst während des ganzen Schubes mit gleichförmiger Kraft (zuweilen auch mit Expansion) auf den Kolben der kleinen Maschine, entweicht hierauf nach der Dampfkammer der grossen Maschine und wirkt auf den Kolben dieser Maschine, zuletzt entweicht er nach dem Condensator. Der Raum hinter dem kleinen Kolben kommunizirt stets mit dem Dampfkessel. Der Raum vor dem grossen Kolben mit dem Condensator. Die Räume vor dem kleinen und hinter dem grossen Kolben sind stets in Kommunikation. Der Dampf, welcher am Anfang des Kolbenschubes in dem kleinen Cylinder vor dem Kolben eingeschlossen ist, be-

findet sich am Ende des Kolbenschubes in dem grossen Cylinder hinter dem Kolben, hat daher während des Kolbenschubes expandirend gewirkt, und zwar gegen den kleinen Kolben zurücktreibend, gegen den grossen Kolben vorwärts treibend. Um die Rechnungen nicht zu sehr auszudehnen, wollen wir uns erlauben, die schädlichen Räume und das Volumen des Verbindungsrohres zwischen den beiden Maschinen zu vernachlässigen.

Es sei, Tafel XXVI., Fig 10, o und l für den kleinen Cylinder, O, L für den grossen Cylinder der Querschnitt und die Länge des Kolbenschubes, p die Spannung des Dampfes hinter dem kleinen Kolben während des ganzen Schubes, y die variable Spannung zwischen den beiden Kolben, nachdem der kleine Kolben einen Weg x zurückgelegt hat, r der auf einen Quadratmeter des grossen Kolbens reduzirte schädliche Widerstand. Durch r wird also überwunden: 1) der vor dem grossen Kolben herrschende Druck, 2) die Reibungswiderstände der Maschine, 3) der Widerstand, den die verschiedenen Pumpen der Bewegung entgegensetzen.

Beim Beginn des Kolbenschubes ist der kleine Dampfcylinder vor dem Kolben mit Dampf von einer Spannung p erfüllt, beträgt also diese Dampfmenge $o\,l\,(\alpha + \beta\,p)$ Kilogramm. Nachdem der kleine Kolben einen Weg x und gleichzeitig der grosse Kolben einen Weg $x\,\frac{L}{l}$ zurückgelegt hat, ist diese Dampfmenge $o\,l\,(\alpha + \beta\,p)$ in einem Raum $o\,(l - x) + O\,x\,\frac{L}{l}$ eingeschlossen und seine Spannung ist y. Daher hat man:

$$o\,l\,(\alpha + \beta\,p) = \left[o\,(l - x) + O\,x\,\frac{L}{l}\right](\alpha + \beta\,y) \quad . \quad . \quad (1)$$

demnach:

$$y = \left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right)\frac{1}{1 + \left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)x} - \frac{\alpha}{\beta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Am Anfange des Kolbenschubes ist $y = p$, heben sich also die Pressungen gegen die beiden Flächen des kleinen Kolbens auf, wirkt also der kleine Kolben nicht treibend, wohl aber der grosse Kolben und zwar mit voller Kraft, denn hinter dem Kolben wirkt der Dampf mit einer Spannung p.

Am Ende des Kolbenschubes ist y sehr klein und kann selbst nur gleich r sein. Dann wird am Ende des Kolbenschubes der grosse Kolben nicht getrieben, wohl aber der kleine mit einer Kraft $o\,(p - r)$. Diese Expansionsmaschine ist also niemals ganz kraftlos, wie dies bei einer eincylindrischen Maschine am Ende des

Kolbenschubes der Fall sein kann. Daran kann man schon erkennen, dass die Woolf'sche Maschine eine grössere Gleichförmigkeit der Bewegung gewährt, als eine eincylindrige Expansionsmaschine.

Die nützliche Wirkung eines ganzen Schubes ist nun:

$$\int_0^l \left[o\,(p-y)\,dx + O\,(y-r)\,\frac{L}{l}\,dx \right] =$$

$$\int_0^l \left(o\,p - O\,r\,\frac{L}{l} \right) dx + \int_0^l \left(O\,\frac{L}{l} - o \right) y\,dx =$$

$$\left(o\,p - O\,r\,\frac{L}{l} \right) l + \left(O\,\frac{L}{l} - o \right) \int_0^l y\,dx$$

oder wenn man für y seinen Werth aus (2) einführt:

$$\left(o\,p - O\,r\,\frac{L}{l} \right) l + \left(O\,\frac{L}{l} - o \right) \int_0^l \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) \frac{l}{l + \left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1 \right) x} - \frac{\alpha}{\beta} \right] dx$$

Dieser Ausdruck wird durch Integration und Reduktion:

$$o\,l \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) \left(1 + \text{lognat}\,\frac{O\,L}{o\,l} \right) - \frac{O\,L}{o\,l} \left(\frac{\alpha}{\beta} + r \right) \right]$$

Nun ist $\frac{l}{v}$ die Zeit eines Schubes und $75\,N$ der in Kilogr.-Meter ausgedrückte Nutzeffekt; daher erhält man:

$$75\,N = o\,v \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) \left(1 + \text{lognat}\,\frac{O\,L}{o\,l} \right) - \frac{O\,L}{o\,l} \left(\frac{\alpha}{\beta} + r \right) \right] \quad . \quad (3)$$

Bei jedem Kolbenschub wird der kleine Cylinder vom Kessel aus mit Dampf gefüllt, man hat daher:

$$S = o\,v\,(\alpha + \beta\,p) + s \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Es liegt in der Natur der Sache, dass es an und für sich ganz gleichgiltig ist, ob die Expansion des Dampfes mit einem Cylinder, oder mit zwei oder drei erfolgt. Vom rein prinzipiellen Standpunkt aus beurtheilt, sind also alle Expansionsmaschinen gleichwerthig. Da aber die Maschinen mit zwei oder mehreren Cylindern in ihrer Konstruktion komplizirter sind, dadurch etwas mehr Reibung verursachen und jedenfalls auch kostspieliger sind, so würde man den

eincylindrigen Maschinen den Vorzug geben müssen, wenn nicht der Umstand wäre, dass diese Woolf'sche zweicylindrige Msschine eine grössere Gleichförmigkeit der Bewegung gewährt. Um diesen Nachtheil der eincylindrigen Expansionsmaschine zu beseitigen, werden gegenwärtig sehr oft zwei gekuppelte Maschinen, von denen jede eincylindrig ist, angewendet und die Kupplung geschieht in der Art, dass die Schwungradswelle mit zwei unter rechtem Winkel gegeneinander gestellte Kurbeln versehen wird, auf welche die beiden Maschinen einwirken. Diese gekuppelten Maschinen sind zwar noch komplizirter als eine Woolf'sche Maschine, allein wir werden in der Folge in der Schwungradstheorie erfahren, dass bei gekuppelten Maschinen ungemein leichte Schwungräder ausreichen, um einen hohen Gleichförmigkeitsgrad zu erzielen.

Wir schliessen hiermit die allgemeine Theorie der Dampfmaschinen; die Theorie der sogenannten Wasserhaltungsmaschinen oder überhaupt der einfach wirkenden Dampfmaschinen mit Ventilsteuerung werden wir bei den Pumpwerken behandeln.

Wir gehen nun zum Studium der Dampfmaschinendetails über.

Die Steuerungen.

Einleitendes. Die Steuerungen sind Vorrichtungen, durch welche das geeignete und rechtzeitige Ueberströmen des Dampfes aus dem Kessel nach dem Cylinder und Abströmen aus dem Cylinder nach dem Condensator oder in die freie Luft bewirkt wird.

Die Steuerung geschieht 1) mit Schiebern, 2) mit Ventilen, 3) mit Schiebern und mit Ventilen. Wir werden in Folgendem nur die Schiebersteuerungen erklären und die Ventilsteuerungen erst bei den einfach wirkenden Wasserhaltungsmaschinen behandeln.

Schiebersteuerungen gibt es sehr viele. Wir beschränken uns aber nur diejenigen zu erklären, welche gegenwärtig noch im Gebrauch sind.

Einfache Schiebersteuerung für nicht expandirende Maschinen. Wir legen unserer Erklärung eine Maschine mit horizontalem Cylinder zu Grunde und nehmen an, dass der Schieber direkt von der Schwungradswelle aus bewegt werde.

Auf Tafel XXVI., Fig. 11 sind f f_1 die Dampfkanäle, die nach den Cylinderenden führen, g ist der Kanal, welcher bei condensirenden Maschinen nach dem Condensator, bei nicht condensirenden Maschinen in's Freie führt, h ist der Steuerungsschieber in seiner

mittleren Position, in welcher er gegen die Oeffnungen der Kanäle f und f_1 symetrisch steht. Fig. 12 und 13 zeigen die Einströmungsöffnungen und die Ueberdeckungen in einem grösseren Maassstabe. $a\,b = a_1\,b_1$ nennt man die innere, $c\,d = c_1\,d_1$ die äussere Ueberdeckung. Wir nennen die erstere i, die letztere a. Die Bewegungen des Schiebers werden gewöhnlich durch eine excentrische Scheibe hervorgebracht, deren Wirkung gleich ist der einer Kurbel, deren Halbmesser gleich ist der Excentrizität der excentrischen Scheibe. Für die Erklärung der Wirkung des Steuerungsschiebers nehmen wir an, er werde durch eine Kurbel bewegt und nennen dieselbe, sei es nun dass sie wirklich existirt oder nicht, die Steuerungskurbel. Die Kurbel hingegen, auf welche der Kolben durch Vermittlung der Kurbelstange oder Schubstange einwirkt, nennen wir die Dampfkurbel. Der Durchmesser $2\,r$ des Kreises, welchen die Mitte des Kurbelzapfens der Steuerungskurbel beschreibt, ist gleich der Schublänge des Steuerungsschiebers. Der Durchmesser $2\,R$ des Kreises, den der Mittelpunkt des Kurbelzapfens der Dampfkurbel beschreibt, ist gleich der Schublänge des Kolbens. Wenn die Steuerungskurbel senkrecht steht auf die Dampfkurbel, befindet sich der Schieber in der mittleren Stellung, wenn der Kolben seinen Schub beginnt. Die Einströmungsöffnungen sind dann am Anfange des Kolbenschubes durch den Schieberlappen geschlossen, und eine solche Gegeneinanderstellung nennt man eine Stellung ohne Voreilen. Sind jedoch die beiden Kurbeln so gestellt, dass der nach der Bewegungsrichtung der Kurbeln gemessene Winkel, den ihre Richtungen bilden, grösser als $90°$ und z. B. gleich $90° + \alpha°$ ist, so nennt man α den Voreilungswinkel und bei einer solchen Stellung der Kurbeln, die man eine voreilende nennt, steht der Schieber am Anfange des Schubes nicht in seiner mittleren Position, sondern ist bereits aus dieser mittleren Position nach der Richtung seiner Bewegung vorgerückt (vorgeeilt), so dass am Anfange des Schubes die Einströmungsöffnung bereits theilweise demaskirt sein kann.

Die Wirkungen des Schiebers hängen von den vier Elementen ab: 1) innere Ueberdeckung, 2) äussere Ueberdeckung, 3) Halbmesser der Steuerungskurbel, 4) Voreilungswinkel, d. h. von den Grössen, die wir mit i, a, r und α bezeichnet haben. Auf Tafel XXVII., Fig. 1 bis 8 sind diejenigen Stellungen der Kurbeln und des Schiebers dargestellt, welche die Wirkung desselben erklären.

A) Anfang des Kolbenschubes. Der Kolben steht links am Anfang des Schubes. Der Schieber ist wegen des Voreilungswinkels nicht in der mittleren Position, sondern steht so weit

nach rechts hin, dass links Dampfeinströmung, rechts Dampfentweichung statt findet.

B) Ende der Schieberbewegung. Die Steuerungskurbel steht rechts. Die Einströmungsöffnung ist ganz demaskirt, was voraussetzt, dass der Halbmesser der Steuerungskurbel gleich ist $\overline{b\ d}$, Tafel XXVI., Fig. 12. Der Kolben steht noch nicht auf halbem Schub.

C) Absperrung. Der Schieber ist im Rückgang, schliesst die Einströmungsöffnung links ab. Rechts freies Entweichen. Der Kolben hat die mittlere Stellung bereits überschritten. Links beginnt demnach eine Expansion.

D) Ende der richtigen Expansion. Der Schieber schliesst rechts ab. Der Dampf kann also rechts nicht mehr entweichen, links ist die Einströmungsöffnung geschlossen, von C bis D hat demnach links (hinter dem Kolben) Expansion statt gefunden, während von C bis D der Dampf stets rechts (vor dem Kolben) entweichen konnte, von C bis D findet also eine korrekte Expansionswirkung des Dampfes statt. Allein der Kolben hat bei dem Uebergang aus C und D nur einen kleinen Weg zurückgelegt, diese Expansionswirkung ist daher nicht erheblich.

E) Mittlere Position des Schiebers. Beide Einströmungsöffnungen sind geschlossen. Hinter dem Kolben Expansion, vor dem Kolben Compression des Dampfes. Dieser Zustand ist natürlich nicht gut, weil durch die Compression des Dampfes der schädliche Vorderdruck vermehrt wird. Diese Expansionsweise wollen wir die falsche nennen.

F) Ende der falschen Expansion. Der Dampf beginnt (aus dem Raum hinter dem Kolben) links zu entweichen, rechts ist die Einströmungsöffnung geschlossen, es herrscht also vor dem Kolben Compression. Auch dieser Zustand ist nachtheilig, denn hinter dem Kolben hört nun der Druck auf, und vor dem Kolben wächst er.

G) Ende des Gegendruckes. Links freies Entweichen des Dampfes, rechts Oeffnung der Einströmungsöffnung, d. h. von nun an tritt der Kesseldampf vor dem Kolben ein und wirkt seiner Bewegung entgegen.

H) Ende des Kolbenschubes. Links Entweichen, rechts Dampfeinströmung, also Gegendruck des Dampfes von G bis H, ist also der Zustand gerade das Umgekehrte von dem was sein sollte.

Kurz zusammengefasst besteht also die Wirkung des Steuerungsschiebers in Folgendem:

/ Von A bis C regelmässige constante Dampfwirkung,
„ C „ D durch kurze Zeit korrekte Expansion,
„ D „ F falsche Expansion,
„ F „ G hinter dem Kolben Entweichen, vor dem Kolben Compression,
„ G „ H hinter dem Kolben Entweichen, vor dem Kolben Gegendruck.

Von A bis D (ungefähr durch $\frac{3}{4}$ des Kolbenschubes) ist also der Zustand gut, dagegen von D bis H $\left(\frac{1}{4}\right.$ des Kolbenschubes$\left.\right)$ ist der Zustand fehlerhaft.

Macht man die äussere Ueberdeckung klein und nimmt man ferner nur ein schwaches Voreilen an, so wird zwar die ächte Expansion sehr eingeschränkt, werden dagegen die fehlerhaften Zustände beinahe aufgehoben. Als Expansionssteuerung ist dieser voreilende Schieber mit starker äusserer Ueberdeckung von keinem Werth, aber er bringt in anderer Hinsicht eine nützliche Wirkung hervor, und diese besteht theils darin, dass der Dampf gleich beim Beginn leicht eintritt, theils darin, dass gegen das Ende des Kolbenschubes hin, wenn der Kolben kaum noch fortrückt, kein Dampf mehr in den Cylinder einströmt.

Es sind von verschiedenen Technikern analytische Theorien und geometrische Konstruktionen zur Darstellung der Wirkungen der Steuerungsschieber ausgedacht worden *), ich will mich jedoch hier nicht tiefer in die Sachen einlassen, da dieselben von keinem grossen praktischen Werth sind. Das von *Zeuner* aufgestellte Konstruktions-Verfahren gründet sich auf Folgendes: Nennt man in dem Moment, wenn die Dampfkurbel einen Winkel φ mit der Bewegungsrichtung des Kolbens bildet, ϱ die Entfernung eines bestimmten Punktes des Schiebers von der mittleren Stellung dieses Punktes, so ist ϱ eine Funktion von φ, deren Form durch den geometrischen Zusammenhang aller Theile des Bewegungsmechanismus bestimmt wird. Betrachtet man φ als Polarwinkel und ϱ als den Radiusvektor einer krummen Linie, so ist $\varrho = f(\varphi)$ die Polargleichung derselben. Konstruirt man diese Kurve, so gibt jeder Radiusvektor die Stellung des Schiebers für den Polarwinkel φ, und indem man diese Kurve mit den Abmessungen des Schiebers und der Dampfkanäle vergleicht, lassen sich die Wirkungen des Schiebers sehr anschaulich darstellen. Der geometrische Zusammenhang

*) *Zeuner. Müller.*

der Mechanismen, durch welche die Schieber bewegt werden, ist meistens so, dass wenigstens sehr annähernd $\rho = f(\varphi)$ die Form annimmt: $\rho = A \sin k\varphi + B \cos k\varphi$ und dieser Gleichung entspricht ein Kreis, wobei der Pol des Coordinatensystems in einem Peripheriepunkt liegt und die Axen die Peripherie schneiden. Das Sehnensystem eines solchen Kreises bestimmt also das Bewegungsgesetz des Schiebers.

Theorie der Schiebersteuerung von Professor Zeuner. Wir wollen die von Professor Zeuner erdachte Theorie der Schiebersteuerung für den einfachsten Fall eines voreilenden mit innerer und äusserer Ueberdeckung angeordneten Schiebers anwenden. Nehmen wir an, der Schieber werde direkt von der Schwungradswelle aus durch ein Excentrum bewegt, das um einen Winkel α voreilt und dessen Excentrizität gleich ρ ist, dann weicht der Radius $A\,O$ der Excentrizität, Tafel XXVII., Fig. 9, um einen Winkel $D\,O\,A = \alpha$ von der vertikalen Richtung ab, wenn die Maschinenkurbel $O\,B$ horizontal steht, weicht dagegen der Halbmesser der Excentrizität um einen Winkel $\alpha + \varphi$ von der vertikalen Stellung ab, wenn die Maschinenkurbel mit der horizontalen Richtung einen Winkel φ bildet. Da die Excentrikstange gegen den Halbmesser der Excentrizität sehr gross ist, so begeht man keinen merklichen Fehler, wenn man annimmt, dass das Excentrum eine reine Sinusbewegung hervorbringt und unter dieser Voraussetzung ist die Horizontalentfernung ξ des Schiebers von seiner mittleren Stellung (in welcher er beide Einströmungsöffnungen in gleicher Weise überdeckt) $\xi = \rho \sin(\alpha + \varphi)$. Hieraus folgt:

$$\xi = (\rho \sin \alpha) \cos \varphi + (\rho \cos \alpha) \sin \varphi \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Wir wollen nun die geometrische Bedeutung dieser Gleichung in der Voraussetzung bestimmen, dass wir φ als Polarwinkel und ξ als einen Radiusvektor auftragen. Nennen wir, Tafel XXVII., Fig. 10, $\overline{Op} = x$, $\overline{mp} = y$ die rechtwinkligen Coordinaten des Punktes m, dessen Polarcoordinaten ξ und φ sind, so ist:

$$x = \xi \cos \varphi, \quad y = \xi \sin \varphi \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

$$x^2 + y^2 = \xi^2 \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

und die Gleichung (1) kann nun geschrieben werden:

$$\xi = \rho \sin \alpha \frac{x}{\xi} + \rho \cos \alpha \; \frac{y}{\xi}$$

oder

$$x^2 + y^2 = \rho \sin \alpha \; x + \rho \cos \alpha \; y$$

oder endlich:

$$\left(x-\frac{1}{2}\varrho\sin\alpha\right)^2+\left(y-\frac{1}{2}\varrho\cos\alpha\right)^2=\frac{1}{4}\varrho^2 \quad . \quad . \quad (4)$$

Dieser Gleichung entsprechen zwei Kreise, die sich im Anfangspunkt der Coordinaten berühren. Die Coordinaten der Mittelpunkte $A\ A_1$, Fig. 11, dieser Kreise sind: $\pm\frac{1}{2}\varrho\sin\alpha$, $\pm\frac{1}{2}\varrho\cos\alpha$, die Halbmesser der Kreise dagegen: $\frac{1}{2}\varrho=\overline{CA}=\overline{CA_1}$.

Die Verbindungslinie $A\ A_1$ der Mittelpunkte bildet mit der Axe der y einen Winkel α. Verzeichnet man also diese zwei Kreise und zieht irgend eine Sehne $C\ m$, die mit der Axe der x einen Winkel φ bildet, so ist $\overline{Cm}=\xi$ die Abweichung des Schiebers von seiner mittleren Stellung, wenn die Maschinenkurbel einen Winkel φ mit ihrer horizontalen Stellung bildet. Dies vorausgesetzt, lassen sich die Erscheinungen und Wirkungen des Steuerungsschiebers vermittelst der Tafel XXVII., Fig. 12 erklären und anschaulich machen.

k und k_1 sind die beiden Kreise, die wir so eben erklärt haben und die der Gleichung (1) oder (4) entsprechen. Es ist demnach:

$$\overline{OB}=\frac{1}{2}\varrho\sin\alpha,\ \overline{CB}=\frac{1}{2}\varrho\cos\alpha,\ OC=OG=\frac{1}{2}\varrho$$

k_2 k_3 sind zwei Kreise, deren Mittelpunkte mit O zusammenfallen, der Halbmesser $O\ E$ des ersteren ist aber gleich der äusseren Ueberdeckung des Schiebers, der Halbmesser $O\ F$ des letzteren ist gleich der inneren Ueberdeckung. Der grosse Kreis K stellt den Kurbelkreis der Maschine vor. Zieht man irgend eine Sehne $O\ J$, so ist $O\ J=\xi$ die Abweichung des Schiebers von der mittleren Stellung, wenn die Maschinenkurbel einen Winkel $J\ O\ x=\varphi$ mit der Horizontalstellung bildet (diesen Werth von ξ wollen wir überhaupt die Schieberabweichung nennen); zieht man von der Schieberabweichung die äussere Ueberdeckung ab, so erhält man die Weite der Einströmungsöffnung. $\overline{JE}$ ist demnach die Weite der Einströmungsöffnung, nachdem die Maschinenkurbel einen Winkel φ zurückgelegt hat. Zieht man von der Schieberabweichung die innere Ueberdeckung ab, so erhält man die Weite einer Dampfausströmungsöffnung. $\overline{JF}$ ist demnach eine solche Weite. Für $\varphi=o$, d. h. für den Anfang des Kolbenschubes ist demnach $\overline{c\ d}$ die Weite der Einströmungsöffnung. Die Einströmungsöffnung $\overline{EJ}$ ist am grössten für $\varphi=D\ O\ x$ und beträgt dann $D\ O$. Im Moment, wenn die ächte Expansion beginnt, ist die Weite der Einströmungsöffnung gleich Null. Die

Expansion beginnt demnach, wenn die Kurbel in die Stellung $O\,d$ gekommen ist, demnach der Kolben bei d_1 steht. Die falsche Expansion beginnt, wenn die innere Ausströmung aufhört, d. h. wenn die Kurbel in die Stellung $O\,e\,e_1$ und der Kolben in die Stellung e_1 gekommen ist. Diese falsche Expansion ist zu Ende und es beginnt die Dampfausströmung aus dem Raum hinter dem Kolben, wenn die rechtseitige innere Ausströmungsöffnung verschwindet, d. h. wenn die Kurbel in die Stellung $O\,f\,f_1$ und der Kolben in die Stellung f_1 gelangt ist. Der Gegendruck vor dem Kolben beginnt, wenn eine linkseitige Einströmungsöffnung einzutreten anfängt, d. h. wenn die Kurbel nach $O\,g\,g_1$, der Kolben nach g_1 gekommen ist. Der Kolbenschub ist zu Ende, wenn die Kurbel nach $O\,h\,h_1$, der Kolben nach h_1 gekommen ist.

Die Sehnensysteme der Kreise k_1 k_2 k_3 geben die Erscheinung für den Rückgang des Kolbens.

Ausführlicheres über diese Theorie der Schiebersteuerung findet man in dem Werkchen von *Zeuner*. Wir wollen uns mit dem Wenigen, was wir bisher behandelt haben, begnügen.

Die Dreiecksteuerung. Man kann auch zur Bewegung des Schiebers statt einer Kurbel oder statt eines Excenters das in den Bewegungsmechanismen Seite 15 beschriebene Bogendreieck anwenden. In der That ist es bei den Original-Woolf'schen Maschinen allgemein im Gebrauch. Es hat den Vortheil, dass es rasche Bewegungen macht und dann stehen bleibt, was dem Zweck besser entspricht, als ein kontinuirliches Hin- und Hergehen des Schiebers, wie es ein Excenter oder eine Kurbel hervorbringt.

Das Dreieck kann aber wegen seiner Kleinheit nicht auf der Kurbelaxe der Dampfmaschine angebracht werden; man muss daher, wenn man das Dreieck anwenden will, von der Schwungradsaxe aus vermittelst Räderübersetzungen auf eine andere dünne Axe übergehen, und erst von dieser aus vermittelst des Dreieckes den Schieber bewegen.

Die Steuerung mit verlängertem Schieber. Tafel XXVII., Fig. 13 bis 16. Dieser Schieber unterscheidet sich von dem gewöhnlichen nur durch eine grössere Länge. Diese ist nämlich so gross, dass (wie Fig. 14 zeigt) die eine der Einströmungsöffnungen vollständig demaskirt ist, wenn die andere überdeckt wird. Es ist eine ganz korrekt wirkende Expansionseinrichtung.

A) Stellung des Schiebers am Anfang des Kolbenschubes. Links freie Einströmung, rechts freies Entweichen. In dieser Stellung

bleibt der Schieber bis der Kolben diejenige Stellung I_1 erreicht hat, bei welcher die Absperrung eintreten soll, in diesem Moment tritt die Stellung

B) ein. Links Absperrung, rechs freies Ausströmen. Diese Stellung bleibt bis an das Ende des Schubes, dann geht der Schieber plötzlich in die Stellung

C) Rechts Dampfeinströmung, links freies Entweichen. So bleibt der Schieber, bis wiederum die Absperrung erfolgen soll. Dann begibt sich der Schieber in die Stellung

D) Links Ausströmung, rechts Absperrung und bleibt bis an's Ende des Schubes, wo er wiederum nach A geht.

Der Schieber kann sich nicht kontinuirlich bewegen, er muss zweimal nach rechts und zweimal nach links rücken. Die ersteren dieser Bewegungen sind kleiner als die letzteren. Hierzu ist eine unrunde Scheibe nothwendig, ähnlich derjenigen, welche in den Bewegungsmechanismen Seite 15 erklärt wurde.

Expansion mit zwei Kammern, erster Fall. Tafel XXVIII., Fig. 1. Die eigentliche Dampfkammer ist durch eine Zwischenwand in zwei Kammern getheilt. In dieser Zwischenwand ist eine recchtwinklige Oeffnung angebracht, an welcher ein einfacher Schieber vermittelst eines Excentrums hin und her bewegt wird. In der einen Kammer wirkt ein durch ein Excentrum bewegter gewöhnlicher Schieber. Die Expansion geschieht, indem der Expansionsschieber A die Oeffnung der Zwischenwand bedeckt. Beide Schieber gehen voreilend. In seiner mittleren Stellung fällt das Mittel des Expansionsschiebers mit dem Mittel der Oeffnung zusammen. Wenn der Schieber nach rechts geht, ist es das rechte, wenn er nach links geht, ist es das linke Ende, das die Absperrung hervorbringt. Indem man die Bewegungslänge des Schiebers und seinen Voreilungswinkel ändert, kann der Expansionsgrad innerhalb sehr weiter Grenzen geändert werden. Diese Einrichtung ist gut und wird oftmals gebraucht.

Expansion mit zwei Kammern, zweiter Fall. Tafel XXVIII., Fig. 1. Diese Einrichtung unterscheidet sich von der vorhergehenden im Wesentlichen nur dadurch, dass der Expansionsschieber bei einem Spiel des Vertheilungsschiebers zweimal spielt, was dadurch bewirkt wird, indem die Drehungsaxe des Excentriks des Expansionsschiebers bei einer Umdrehung der Dampfkurbel zwei Umdrehungen macht. Das Expansionsexcentrum kann daher nicht auf der Kurbelwelle angebracht werden, sondern muss auf eine besondere Axe befestigt werden, die durch eine Räderübersetzung von

der Kurbelwelle aus bewegt wird. Die Absperrung geschieht hier stets durch das gleiche Schieberende.

Expansion mit zwei aufeinander laufenden Schiebern, erster Fall. Tafel XXVIII., Fig. 2. a der Vertheilungsschieber, b und c die Expansionsschieber. b und c gehen mitsammen, können aber gegen einander verstellt werden. Der Vertheilungsschieber wird durch ein voreilend gestelltes Excentrum bewegt. Die Expansionsschieber werden durch ein zweites ebenfalls voreilend gestelltes Excentrum bewegt. Beide Excenter machen gleich viel Umdrehungen und können von der Kurbelwelle aus bewegt werden. Wenn die Schieber b und c die Oeffnungen in a überdecken, ist die Absperrung vorhanden. Aendert man die Distanz der Schieber b und c, so wird der Expansionsgrad geändert. Auch diese Einrichtung ist gut und wird oftmals angewendet.

Expansion mit zwei aufeinander laufenden Schiebern, zweiter Fall. Tafel XXVIII., Fig. 3. Bei dieser Anordnung werden die Expansionsschieber nicht durch einen Mechanismus bewegt, sondern dadurch, dass sie in der Mitte an einen Ansatz d und bei e und f an die Wände der Dampfkammer anstossen. Die Expansionsschieber b und c liegen nämlich auf dem Vertheilungsschieber a, werden gegen denselben durch den Dampf angedrückt und werden durch den Vertheilungsschieber bei dessen Hin- und Herbewegung mit fortgenommen, bis sie entweder an den mittleren Ansatz d oder an die Wände der Dampfkammern stossen, was sie zum Stillstehen bringt, während der Vertheilungsschieber fort geht. Hierdurch geschieht die Verschiebung der Expansionsschieber gegen den Vertheilungsschieber.

Der Condensationsapparat.

Beschreibung der gewöhnlichen Apparate. Vorzugsweise zwei Anordnungen von Condensationsapparaten werden bei den Dampfmaschinen angewendet: die *Watt*'sche und die *Maudslay*'sche. Bei ersterer, Tafel XXVIII., Fig. 4, stehen der Condensator und die Luftpumpe nebeneinander in der Kaltwassercysterne, bei letzterer, Fig. 5, ist die Stellung dieser drei Gefässe eine concentrische. Für die Funktionen des Apparates sind beide Anordnungen gleichwerthig. Die Watt'sche Anordnung ist minder gefällig als die Maudslay'sche, dafür aber leichter zugänglich. Der letztere dieser

Apparate nimmt etwas weniger Raum ein als der erstere. In der folgenden Beschreibung der beiden Apparate werden die gleichen Gegenstände mit denselben Buchstaben bezeichnet.

a ist die Kaltwassercisterne, dieselbe kann aus Holz oder aus Eisen hergestellt werden; sie wird von der Kaltwasserpumpe aus fort und fort mit kaltem Wasser versehen, damit dieses nicht überlaufen kann, ist ein Abflussrohr b angebracht. c ist die Luftpumpe mit den Klappenventilen: Einsaugklappe c_1, die Kolbenklappe c_2, die Entleerungsklappe c_3. Das Einspritzen des Wassers geschieht vermittelst eines Rohres d, an dessen äusserer in der Tiefe des Cisternenwassers befindlichen Mündung ein Hahn oder ein Ventil oder ein Schieber angebracht ist, um die Wassermenge, welche durch den äusseren atmosphärischen Druck eingetreten ist, nach Bedarf reguliren zu können, welches Rohr aber innen im Condensationsraum durchlöchert und zuweilen mit einer Brause versehen ist.

Wirkung des Condensators. Die Vorgänge, welche in dem ganzen Condensationsapparat während des Maschinenspiels vorkommen, sind ziemlich komplizirt und korrekt nicht leicht zu erklären. Wir wollen die Erscheinungen von dem Augenblick an betrachten, wenn der Kolben in die Höhe zu gehen beginnt, setzen aber voraus, dass in der ganzen Maschine der Beharrungszustand vorhanden sei, in welchem am Ende jedes Auf- und Niedergangs des Kolbens identische Zustände vorhanden sein werden. Diese Identität kann nur dann eintreten, wenn bei jedem ganzen Kolbenspiel (Auf- und Niedergang) alle Flüssigkeiten aus dem Condensator entfernt werden, die während eines solchen Spieles in den Condensator eintreten. Aus dem Condensator muss also entfernt werden: 1) das Wasser, welches durch die Condensation des Dampfes während eines Kolbenspiels gebildet wird. Es entsteht aus zwei Füllungen des Dampfcylinders; 2) das Condensationswasser, das während eines ganzen Kolbenspieles in den Condensator eintritt; 3) die atmosphärische Luft, welche in dieser Wassermenge enthalten ist und die wegen der geringen im Condensator herrschenden Spannung frei wird; 4) der Theil des eintretenden Dampfes, welcher nicht condensirt wird. Diese Quantitäten von Wasser, Dampf und Luft müssen sich im Beharrungszustand der Bewegung am Anfang des Hubes des Luftpumpenkolbens in dem Raum zwischen diesem Kolben und dem Entleerungsventil befinden, denn die in diesem Raum befindlichen Flüssigkeiten werden aus der Luftpumpe entfernt, während der Kolben aus der tiefsten Stellung in die höchste gelangt.

Wir wollen nun sehen, was in dem Raum oberhalb des Kolbens während seiner Erhebung vorgeht. Während der Kolben in die Höhe geht, muss das über demselben befindliche Wasser gehoben werden, was jedoch ein wenig Kraft erfordert, muss ferner die Luft komprimirt werden bis ihre Spannung etwas grösser wird, als der äussere atmosphärische Druck, was ebenfalls einige Kraft erfordert, muss aber endlich zuletzt gegen das Ende des Kolbenspieles hin das Wasser ausgetrieben werden, was allerdings beträchtliche Kraft erfordert, denn von dem Augenblick an, wenn die Luft bis zu einer Atmosphäre Spannung verdichtet worden ist, öffnet sich das obere Entlassungsventil, wirkt also der äussere atmosphärische Druck auf die obere Kolbenfläche, bis der Kolben seine höchste Stellung erreicht hat.

Die Weglänge, welche der Kolben zurücklegt, während der äussere atmosphärische Druck einwirkt, richtet sich nun nach der grösseren oder geringeren Menge von Einspritzwasser. Wird viel eingespritzt, so muss viel herausgeschafft werden, muss demnach der Weg, durch welchen der atmosphärische Druck zu überwinden ist, gross ausfallen. Wird wenig eingespritzt, so ist nur wenig Wasser wegzuschaffen, fällt demnach der Weg, durch welchen der atmosphärische Druck überwunden werden muss, klein aus. Man sieht hieraus, dass sich der zum Betriebe der Luftpumpe erforderliche Kraftaufwand nach der mehr oder weniger vollständigen Condensation richtet. Auch ersieht man, dass es wesentlich ist dafür zu sorgen, dass eine möglichst vollständige Condensation mit einer möglichst kleinen Wassermenge erfolgt, man soll also möglichst kaltes Wasser anwenden und soll dasselbe nur in dem Moment einspritzen, wenn der Dampf aus dem Dampfcylinder in den Condensator entweicht, also am Ende jedes Kolbenschubes, nicht aber continuirlich, wie es bei den gewöhnlichen Condensatoren geschieht. Das Einspritzen durch den äusseren Luftdruck bewirken lassen, ist fehlerhaft, denn es erfolgt dann gerade in verkehrter Weise. Im Moment, wenn der Dampf aus dem Dampfcylinder in den Condensator eintritt, herrscht in demselben eine ziemlich hohe Spannung, was zur Folge hat, dass nun gerade wo es am nöthigsten wäre, kein oder wenig Wasser eintritt. Später, wenn die Condensation allmählig fortgeschritten ist und die Spannung im Condensator sehr klein geworden ist, kommt nun ein reichlicher Wasserguss nach, der wenig mehr zu thun findet und den Condensator zweckwidrig anfüllt. Bei dieser Art von Einspritzung ist also, um eine gewisse Wirkung hervorzubringen, eine viel grössere Wassermenge erforderlich, als eigentlich zur Condensation nothwendig wäre.

Wir wollen nun ferner sehen, was in dem Raum unter dem Kolben der Luftpumpe während des Hubes vorgeht. Wenn der Kolbenhub beginnt, will unter dem Kolben ein leerer Raum entstehen, das hat zur Folge, dass das in dem untern Theil des Condensatorraums enthaltene Wasser durch den im Condensator vorhandenen Luft- und Dampfdruck durch das Bodenventil in die Luftpumpe getrieben wird und den Raum ausfüllt, welchen der Kolben durchläuft. Dadurch sinkt der Wasserspiegel im Condensator bis unter das Einsaugventil und nun tritt plötzlich Luft und Dampf aus dem Condensator in die Luftpumpe ein, fällt aber gleichzeitig Wasser aus derselben durch die Oeffnung der Saugventile in den Condensator zurück, wodurch sich der Wasserspiegel im Condensator wiederum hebt und das Saugventil unter Wasser geräth. Wenn dann der Kolben seinen Weg weiter fortsetzt, wird abermals durch den Condensatordruck Wasser in die Luftpumpe getrieben, und wenn zuletzt der Kolben oben angekommen ist, befindet sich nothwendig in dem Raum zwischen dem Bodenventil und dem Kolben so viel an Wasser, Luft und Dampf, als bei einem ganzen Kolbenspiel aus dem Apparat entfernt werden muss. Diese Vorgänge unterhalb des Kolbens während seines Hubes erfordern, wie man sieht, keinen beachtenswerthen Kraftaufwand. Wenn der Kolben niederzugehen beginnt, schliesst das obere Entlassungsventil und das untere Saugventil, es entsteht oberhalb des Kolbens ein leerer Raum, wird dagegen die Luft unterhalb des Kolbens etwas komprimirt, bis eine Spannung eintritt, welche hinreichend ist, das Gewicht des Kolbenventils zu heben, dann vertheilt sich die Luft in den beiden Räumen oberhalb und unterhalb des Kolbens, bis derselbe so weit niedergegangen ist, dass er das auf dem Bodenventil aufliegende Wasser erreicht, worauf er mit geöffnetem Ventil in dasselbe eintaucht und bis in seine tiefste Stellung niedergeht. Man sieht, dass der Niedergang des Kolbens einen merklichen Kraftaufwand nicht bedarf, und es geht aus den gegebenen Erläuterungen hervor, dass vorzugsweise das Austreiben des Condensationswassers durch die Oeffnungen des Entweichungsventils gegen das Ende des Kolbenschubes hin Kraftverwendungen erfordert.

Vortheilhafteste Condensation. Nach den vorausgegangenen Erklärungen wird man ohne Schwierigkeit erkennen, dass die Wirkung der Condensation am günstigsten ausfällt, wenn eine gewisse Wassermenge in den Condensator rechtzeitig eingespritzt wird. Wird nämlich ungemein wenig Wasser eingespritzt, so fällt zwar die zum Betriebe der Luftpumpe erforderliche Kraft sehr klein aus

(indem dann wenig Luft zu komprimiren und wenig Wasser zu heben und auszutreiben ist), bleibt jedoch die Spannung im Condensator sehr hoch, so dass der schädliche Vorderdruck sehr gross ausfällt. Die Wirkung der Condensation kann daher bei einer zu kleinen Menge Einspritzwasser nicht vortheilhaft sein. Wenn dagegen ungemein grosse Wasserquantitäten eingespritzt werden, so fällt allerdings die Spannung im Condensator und der schädliche Vorderdruck klein aus, wird dagegen die zum Betriebe der Luftpumpe erforderliche Kraft sehr bedeutend, die Wirkung der Condensation kann also in diesem Falle abermals nicht günstig ausfallen. Daraus erkennt man, dass es eine gewisse Condensation gibt, bei der das beste Resultat erzielt werden kann. Es würde zu weitläufig und unsicher sein, diese vortheilhafteste Condensation theoretisch durch Rechnung zu bestimmen, und für die Praxis wäre diese Rechnung ganz überflüssig, denn diese vortheilhafteste Condensation kann bei jeder existirenden Maschine durch Experimente auf folgende Art bestimmt werden: Man stellt den Einspritzhahn zunächst so, dass nur äusserst wenig Wasser in den Condensator gelangen kann, setzt die Maschine in Gang und beobachtet mit einer Sekundenuhr, mit wie viel Umdrehungen pro 1 Minute die Fabrik getrieben wird, hierauf verstellt man den Einspritzhahn so, dass eine grössere Wassermenge in den Condensator gelangt und beobachtet wiederum, mit wie viel Umdrehungen die Fabrik getrieben wird. Fährt man auf diese Weise fort, so findet man mit grösster Sicherheit diejenige Hahnstellung, bei welcher die Fabrik den schnellsten Gang annimmt und diese Hahnstellung entspricht natürlich der vortheilhaftesten Condensation.

Abmessungen des Condensationsapparates. Die für eine vortheilhafte Condensation erforderlichen Abmessungen des Condensationsapparates können durch Rechnung mit Sicherheit kaum bestimmt werden. Für die Praxis ist eine solche Bestimmung durch Rechnung kein Bedürfniss; Condensationsapparate, die gute Leistungen hervorbringen, gibt es ja eine Menge, man braucht daher nur die Abmessungen dieser wirklich existirenden und gut wirkenden Condensationsapparate auf eine Regel zurückführen, so können diese zur Bestimmung von neu zu erbauenden Maschinen dienen. Man wird gewiss zu richtigen Abmessungen gelangen, wenn man als Regel aufstellt, dass das Volumen des Condensators und der Luftpumpe für eine neu zu erbauende Maschine so gross gemacht werden soll, als bei einer Watt'schen Dampfmaschine, welche eben so viel Dampf konsumirt, als die neu zu erbauende Maschine. Da es nicht

nachtheilig werden kann, wenn der Condensationsapparat etwas gross ausfällt, so genügt es auch für die Praxis, wenn man den Condensationsapparat für eine neu zu erbauende Maschine gerade so gross nimmt, als für eine Watt'sche Maschine von gleicher Pferdekraft.

Verbesserungen des Condensationsapparates. Die Condensationsapparate von *Watt* und von *Maudslay,* welche wir früher beschrieben, sind mangelhaft, insbesondere weil sie einfach wirkend sind und weil das Einspritzen nicht rechtzeitig geschieht und durch den äusseren Druck der Atmosphäre erfolgt. Man wird also augenscheinlich eine Verbesserung herbeiführen, wenn man die Luftpumpe doppelt wirkend einrichtet, und das Einspritzen nicht kontinuirlich und nicht durch den äusseren atmosphärischen Druck erfolgen lässt, sondern eine Pumpe anwendet, die so eingerichtet ist, dass sie nach Belieben grössere oder kleinere Wassermengen jedesmal in *dem* Augenblick in den Condensator treibt, wenn der Kolben das Ende seines Schubes erreicht. Auch wird es gut sein, wenn das Einspritzwasser in einem vertheilten Zustand gerade an der Stelle, wo der Dampf in das Condensationsgefäss eintritt, aus einer Brause getrieben wird.

Der Hall'sche Condensator. Bei diesem Condensator geschieht die Condensation nicht durch Einspritzen von kaltem Wasser, sondern nur allein durch Abkühlung der Wände des Condensationsgefässes vermittelst eines Stromes von kaltem Wasser. Tafel XXVIII., Fig. 6 gibt eine Idee von einem solchen Condensator. Der innere Raum des beliebig gestalteten Condensationsgefässes ist durch zwei Wände a und a_1 in drei Räume getheilt. In diese Wände sind eine grosse Menge enger Röhren aus dünnem Kupferblech so eingesetzt, dass dadurch die Räume b und b_1 kommuniziren. Leitet man bei d einen Strom von kaltem Wasser in den Raum ausserhalb der Abkühlungsröhren und bei d_1 wiederum heraus, und lässt bei c den zu condensirenden Dampf eintreten, so wird derselbe an den kalten Wänden der Kupferröhren condensirt, das dadurch entstehende Wasser sammelt sich in b_1 und kann vermittelst einer kleinen Pumpe bei c_1 aufgesaugt und fortgeschafft werden. Es erfordert jedoch eine sehr grosse Abkühlungsfläche, um eine prompte und energische Condensation zu bewirken. Ja diese Abkühlungsfläche fällt so gross aus, dass der Condensator selbst dann, wenn man sehr enge Röhren nimmt und sie ganz dicht neben einander stellt, ein sehr beträchtliches Volumen erhält und nur mit grossen Kosten hergestellt werden

kann. Von der Richtigkeit des so eben Gesagten wird man sich überzeugen, wenn man bedenkt, dass bei einem solchen Hall'schen Condensator der Unterschied der Temperatur des Dampfes und des Condensationswassers ungefähr 100° beträgt, während bei einem Dampfkessel die mittlere Temperatur der Verbrennungsgase um circa 500° grösser ist, als jene des Wassers im Kessel, die Abkühlungsfläche der Röhren des Condensators muss demnach ungefähr 5 mal so gross ausfallen, als die Heizfläche des Kessels der Maschine, man würde also dem Condensator pro 1 Pferdekraft der Maschine $5 \times 1 \cdot 5 = 7 \cdot 5^{qm}$ Abkühlungsfläche zu geben haben. Diese kaum realisirbare Grösse der Abkühlungsfläche ist wohl der Grund, dass diese Hall'schen Condensatoren, welche nach ihrer Erfindung bei Marine-Maschinen häufig angewendet wurden, nun ausser Gebrauch gekommen sind. Für derlei Maschinen wäre die Condensation des Dampfes durch blosse Abkühlung der Röhrenwände von grossem Vortheil, weil zur Speisung des Kessels süsses Wasser, zur Abkühlung der Condensationsröhren dagegen salziges Meerwasser genommen werden kann.

Theorie der Schwungräder.

Einleitung. Die Bewegung des Schwungrades einer Dampfmaschine kann nicht gleichförmig sein, indem vermöge der Kurbel Kraft und Widerstand wohl in einzelnen Momenten, nie aber dauernd im Gleichgewicht sind. Die Ungleichförmigkeit der Schwungradsbewegung kann jedoch durch eine hinreichende Grösse des Schwungrades in beliebige Grenzen eingeschlossen werden, und die Aufgabe, welche die Theorie des Schwungrades zu lösen hat, besteht vorzugsweise in der Bestimmung des Trägheitsmomentes, welches das Schwungrad besitzen muss, damit dessen Bewegung innerhalb vorgeschriebener Grenzen bleibt.

Die Theorie des Schwungrades führt zu äusserst verwickelten Rechnungen, wenn man den höchsten Grad von Genauigkeit verlangt, wir begnügen uns daher mit einer Annäherung, indem wir den Einfluss der hin und her gehenden Massen des Kolbens, der Kolbenstange, der Schubstangen und (bei Balancier-Maschinen) des Balanciers vernachlässigen und ferner die Schubstange unendlich lang annehmen, also eine reine Sinus-Versus-Bewegung der Kolben voraussetzen. Die Resultate, welche wir unter diesen Beschränkungen erhalten, sind wenigstens für praktische Zwecke hinreichend genau.

Das Schwungrad für Maschinen mit einem Cylinder mit nicht expandirendem Dampf. Wir wollen unserer Berechnung eine horizontal liegende Maschine zu Grunde legen.

Nennen wir:

P die constante Kraft, mit welcher im Beharrungszustand der Bewegung der Kolben getrieben wird,

Q den constanten auf den Kurbelkreis reduzirten nützlichen Widerstand der Arbeitsmaschinen, die durch die Dampfmaschine getrieben werden,

ϱ den Halbmesser der Kurbel,

φ den Winkel, den in irgend einem Augenblick die Kurbelrichtung mit der Bewegungsrichtung des Kolbens bildet, Tafel XXVIII., Fig. 7,

ω_0 und ω die Winkelgeschwindigkeiten des Schwungrades für $\varphi = 0$ und für $\varphi = \varphi$,

μ das als Masse ausgedrückte Trägheitsmoment des Schwungrades,

G das Gewicht des Schwungringes,

C die mittlere Geschwindigkeit des Schwungringes.

Während der Winkel φ zurückgelegt wird, schreitet der Kolben um $\varrho\,(1 - \cos\varphi)$ vorwärts, entwickelt demnach die Kraft P eine Wirkungsgrösse $P\,\varrho\,(1 - \cos\varphi)$, gleichzeitig wird aber der Widerstand Q durch einen Weg $\varrho\,\varphi$ überwunden, wird also eine Wirkunngsgrösse $Q\,\varrho\,\varphi$ konsumirt. Die lebendige Kraft des Schwungrades ist: für $\varphi = 0$, $\mu\,\omega_0^2$; für $\varphi = \varphi$, $\mu\,\omega^2$. Die Aenderung der lebendigen Kraft ist demnach, während der Winkel φ zurückgelegt wird: $\mu\,(\omega^2 - \omega_0^2)$. Da wir die hin und her gehenden Massen und selbst auch die Massen der ganzen Arbeitsmaschine vernachlässigen, so erhalten wir vermöge des Prinzipes der Thätigkeit folgende Gleichung:

$$P\,\varrho\,(1 - \cos\varphi) - Q\,\varrho\,\varphi = \mu\,(\omega^2 - \omega_0^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Im Beharrungszustand der Bewegung muss für $\varphi = \pi$, $\omega = \omega_0$ werden, indem nach jedem Kolbenschub diejenige Winkelgeschwindigkeit wieder eintreten muss, welche am Anfang des Schubes vorhanden ist. Aus (1) folgt für $\varphi = \pi$ und $\omega = \omega_0$:

$$2\,P = Q\,\pi, \quad P = \frac{\pi}{2}\,Q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Dieser Werth von P ist derjenige Kolbendruck, der im Beharrungszustand von selbst eintritt. Führt man diesen Werth von P in (1) ein, so erhält man:

$$Q\,\varrho\left[\frac{\pi}{2}\,(1 - \cos\varphi) - \varphi\right] = \mu\,(\omega^2 - \omega_0^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Diese Gleichung gilt für den Beharrungszustand und sie gibt für jeden Werth von φ die entsprechende Winkelgeschwindigkeit.

Innerhalb $\varphi = o$ und $\varphi = \pi$ kommt ein Minimum und ein Maximum der Winkelgeschwindigkeit vor, und man erhält die Werthe von φ, welche dem Minimum und dem Maximum entsprechen, wenn man (3) differenzirt und $\frac{d\,\omega^2}{d\,\varphi} = o$ setzt. Man findet:

$$\frac{\pi}{2} \sin \varphi - 1 = o$$

$$\sin \varphi = \frac{2}{\pi} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (4)$$

Nennt man α den kleinsten Werth von φ, für welchen $\sin \varphi$ gleich $\frac{2}{\pi}$ wird, so findet man:

$$\alpha^0 = 39^0 + 32' + 25'' \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (5)$$

und der grössere Winkel, für welchen ebenfalls $\sin \varphi$ gleich $\frac{2}{\pi}$ wird, ist dann:

$$180^0 - \alpha^0 = 180 - (39^0 + 32' + 25'') \quad \ldots \ldots \ldots (6)$$

Es ist klar, dass der erstere dieser Winkel dem Minimum, der letztere dagegen dem Maximum der Winkelgeschwindigkeit entspricht, denn so lange φ sehr klein ist, genügt die treibende Kraft nicht, um den Widerstand zu überwinden, muss also die Winkelgeschwindigkeit abnehmen.

Nennen wir nun w und W die kleinste und grösste Winkelgeschwindigkeit, so muss der Gleichung (3) entsprochen werden, sowohl wenn man $\varphi = \alpha$ und $\omega = w$ setzt, als auch, wenn man $\varphi = \pi - \alpha$ und $\omega = W$ nimmt. Wir erhalten demnach:

$$Q \varrho \left[\frac{\pi}{2}(1 - \cos \alpha) - \alpha\right] = \mu (w^2 - \omega_0^2)$$

$$Q \varrho \left\{\frac{\pi}{2}\left[1 - \cos (\pi - \alpha)\right] - (\pi - \alpha)\right\} = \mu (W^2 - \omega_0^2)$$

Die Differenz dieser Ausdrücke gibt:

$$Q \varrho (\pi \cos \alpha - \pi + 2 \alpha) = \mu (W^2 - w^2) \quad \ldots \ldots (7)$$

Nun ist $\frac{2 \varrho \pi n}{60}$ die mittlere Geschwindigkeit des Kurbelzapfens (wobei n die Anzahl der Umdrehungen der Kurbel in einer Minute bedeutet), demnach:

$$\frac{2\,\varrho\,\pi\,n}{60}\,Q = 75\,N \quad \text{oder } Q\,\varrho = \frac{60 \times 75\,N}{2\,\pi\,n} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

(N die Pferdekraft der Maschine).

Ferner ist annähernd, wenn man die Masse der Arme des Schwungrades vernachlässiget:

$$\mu = \frac{G}{2\,g}\,R^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

(R Halbmesser des Schwungrades).

Endlich kann man $W^2 - w^2$ auf folgende Weise ausdrücken: Nennt man $\mathfrak{G}$ die mittlere Winkelgeschwindigkeit, so kann man setzen: $\frac{1}{2}(W + w) = \mathfrak{G}$ und $W - w = \frac{\mathfrak{G}}{i}$, wobei i eine Zahl ist, welche den Gleichförmigkeitsgrad der Bewegung misst. Hieraus folgt:

$$W^2 - w^2 = (W + w)(W - w) = \frac{2}{i}\,\mathfrak{G}^2 \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Führt man (8), (9), (10) in (7) ein, so folgt:

$$G = 30 \times 75 \times g \left(\cos\alpha + \frac{2\,\alpha - \pi}{\pi}\right) \frac{N\,i}{n\,C^2} \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Setzen wir $\alpha^0 = 39^0 + 32' + 25''$, $\pi = 3{\cdot}142$, $g = 9{\cdot}808$, so folgt:

$$G = 4645\,\frac{N\,i}{n\,C^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Schwungräder für zwei gekuppelte nicht expandirende Maschinen. Wir nennen P die Kraft, mit welcher jeder der beiden Kolben getrieben wird, Q den auf den Kurbelkreis reduzirten nützlichen Widerstand, welchen die beiden Maschinen zusammen zu überwinden haben, N die Pferdekraft der beiden Maschinen zusammen.

Während der Winkel $\widehat{ACB} = \varphi$, Tafel XXVIII., Fig. 8, zurückgelegt wird, schreitet der eine der beiden Kolben um $AF = \varrho(1 - \cos\varphi)$, der andere um $DE = \varrho\sin\varphi$ vorwärts, wird der Widerstand Q durch einen Weg $\widehat{AB} = \varrho\,\varphi$ überwunden und ändert sich die lebendige Kraft des Schwungrades um $\mu(\omega^2 - \omega_0^2)$. Nach dem Prinzip der Thätigkeit der Kräfte hat man also die Gleichung

$$P\,[\varrho\,(1 - \cos\varphi) + \varrho\sin\varphi] - Q\,\varrho\,\varphi = \mu\,(\omega^2 - \omega_0^2) \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Im Beharrungszustand der Bewegung muss bei diesen gekuppelten Maschinen für $\varphi = \frac{\pi}{2}$ bereits die Geschwindigkeit eintreten,

welche bei $\varphi = o$ vorhanden war, d. h. es muss für $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $\omega = \omega_0$ werden. Demnach erhalten wir aus (1):

$$P \varrho (1 - \cos \pi + \sin \pi) - Q \varrho \frac{\pi}{2} = o$$

oder

$$P = \frac{\pi}{4} Q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Führt man diesen Werth in (1) ein, so folgt:

$$Q \varrho \left[\frac{\pi}{4} (\sin \varphi - \cos \varphi + 1) - \varphi \right] = \mu (\omega^2 - \omega_0^2) \quad . \quad . \quad (3)$$

Die Werthe von φ, für welche ω^2 ein Maximum oder ein Minimum wird, ergeben sich, wenn man diese Gleichung (3) differenzirt und $\frac{d(\omega^2)}{d\varphi} = o$ setzt. Man findet:

$$\frac{\pi}{4} (\cos \varphi + \sin \varphi) - 1 = o$$

Es ist aber $\sin \varphi + \cos \varphi = \sqrt{1 + \sin 2\varphi}$. Demnach folgt:

$$\sqrt{1 + \sin 2\varphi} = \frac{4}{\pi}, \quad \sin 2\varphi = \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 - 1 \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Nennt man α den kleinsten Werth von φ, welcher diesem Ausdruck entspricht, so ist:

$$\alpha^\circ = 19^\circ + 10' + 30'' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

und ist der zweite (innerhalb o und 90°) liegende Werth von φ, welcher der Gleichung (4) genügt:

$$90^\circ - \alpha^\circ = 70^\circ + 49' + 30''$$

Der Winkel α entspricht dem Minimum w der Winkelgeschwindigkeit, der Winkel $\frac{\pi}{2} - \alpha$ dem Maximum W. Aus (3) folgt, wenn man $\varphi = \alpha$ und $\omega = w$, ferner $\varphi = \frac{\pi}{2} - \alpha$ und $\omega = W$ setzt,

$$Q \varrho \left| \frac{\pi}{4} (\sin \alpha - \cos \alpha + 1) - \alpha \right| = \mu (w^2 - \omega_0^2)$$

$$Q \varrho \left\{ \frac{\pi}{4} \left| \sin \left(\frac{\pi}{2} - \alpha \right) - \cos \left(\frac{\pi}{2} - \alpha \right) + 1 \right| - \left(\frac{\pi}{2} - \alpha \right) \right\} = \mu (W^2 - \omega_0^2)$$

Die Differenz dieser Gleichungen gibt:

$$Q \varrho \left(\cos \alpha - \sin \alpha - 1 + \frac{4\alpha}{\pi} \right) \frac{\pi}{2} = \mu (W^2 - w^2) \quad . \quad . \quad (6)$$

Setzt man auch hier, wie früher Seite 555

$$Q \frac{2 \varrho \pi n}{60} = 75 N$$

$$\mu = \frac{G}{2 g} R^2$$

$$W^2 - w^2 = \frac{2 \mathfrak{G}^2}{i}, \quad R \mathfrak{G} = C$$

so findet man:

$$G = \frac{60 \times 75 g}{4} \left(\cos \alpha - \sin \alpha - 1 + \frac{4 \alpha}{\pi} \right) \frac{N i}{n C^2} \quad . \quad . \quad (7)$$

Nun ist $\sin \alpha = 0{\cdot}3284$, $\cos \alpha = 0{\cdot}9444$, $\frac{4 \alpha}{\pi} = 0{\cdot}4261$, daher wird:

$$G = 464{\cdot}5 \frac{N i}{n C^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Vergleicht man diesen Werth mit jenem, welcher Seite 555 für einfache Maschinen gefunden wurde, so ersieht man, dass das Gewicht des Schwungrades der Maschine mit zwei gekuppelten Cylindern *zehn* mal leichter sein darf, als das Schwungrad einer einfachen Maschine von gleicher Kraft. Hieraus ergibt sich der sehr praktische Vortheil der Doppelmaschinen, indem mit einem verhältnissmässig sehr leichten Schwungrad eine sehr hohe Gleichförmigkeit der Bewegung erzielt werden kann.

Das Schwungrad für Expansionsmaschinen mit einem Cylinder. Nennen wir y die Pressung des Dampfes auf einen Quadratmeter der Kolbenfläche, nachdem der Kolben einen Weg $x > l_1$ zurückgelegt hat. Wenn die Absperrung eintritt, ist das Volumen des eingeschlossen Dampfes $O l_1 + m O l$ und seine Spannkraft gleich p, mithin $O (l_1 + m l) (\alpha + \beta p)$ das Gewicht der eingeschlossenen Dampfmenge. Nachdem der Kolben einen Weg $x > l_1$ zurückgelegt hat, ist die eingeschlossene Dampfmenge $O (x + m l) (\alpha + \beta y)$. Man hat daher:

$$O (l_1 + m l) (\alpha + \beta p) = O (x + m l) (\alpha + \beta y)$$

Hieraus folgt:

$$y = \left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) \frac{l_1 + m l}{x + m l} - \frac{\alpha}{\beta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

So lange $x <$ als l_1 ist, ist die Gleichung der Bewegung:

$$O (p - r) x - Q \varrho \varphi = \mu (\omega^2 - \omega_0^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Von $x = l_1$ an bis $x = l$ ist dagegen die Gleichung der Bewegung des Schwungrades

$$O p l_1 + \int_{l_1}^{x} O y \, d x - O r x - Q \varrho \varphi = \mu (\omega^2 - \omega_0^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

oder wenn man für y seinen Werth aus (1) einführt:

$$O p l_1 + O \int_{l_1}^{x} \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) \frac{l_1 + m l}{x + m l} - \frac{\alpha}{\beta} \right] d x - O r x - Q \varrho \varphi = \mu (\omega^2 - \omega_0^2) \; (4)$$

oder wenn man die angedeutete Integration ausführt:

$$\left. \begin{aligned} O p l_1 + O \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) (l_1 + m l) \operatorname{lognat} \frac{x + m l}{l_1 + m l} - \frac{\alpha}{\beta} (x - l_1) \right] \\ - O r x - Q \varrho \varphi = \mu (\omega^2 - \omega_0^2) \end{aligned} \right\} \quad . \quad (5)$$

Setzt man hier $\varphi = \pi$ und $x = l$, so muss wegen des Beharrungszustandes $\omega = \omega_0$ gesetzt werden; man erhält demnach:

$$\begin{aligned} O p l_1 + O \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) (l_1 + m l) \operatorname{lognat} \frac{l + m l}{l_1 + m l} - \frac{\alpha}{\beta} (l - l_1) \right] \\ - O r l - Q \varrho \pi = o \end{aligned}$$

oder wenn man zur Abkürzung setzt:

$$\left(\frac{k}{l \, l_1} \right) = \frac{l_1}{l} + \left(\frac{l_1}{l} + m \right) \operatorname{lognat} \frac{l + m l}{l_1 + m l} \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

$$O l \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) \left(\frac{k}{l \, l_1} \right) - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r \right) \right] = Q \varrho \pi \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Diese Gleichung bestimmt die im Beharrungszustand eintretende Dampfspannung.

Nun müssen die Werthe von φ bestimmt werden, für welche die Winkelgeschwindigkeit des Schwungrades ein Minimum und ein Maximum wird. Das Minimum der Winkelgeschwindigkeit fällt vor den Eintritt der Expansion. Der Winkel φ_1, bei welchem das Minimum eintritt, wird daher aus (2) gefunden, wenn man diese Gleichung differenzirt und $\frac{d \omega^2}{d \varphi} = o$ setzt.

Man findet daher, wenn man berücksichtiget, dass $x = \varrho (1 - \cos \varphi)$, $d x = \varrho \sin \varphi \, d \varphi$ ist:

$$O (p - r) \varrho \sin \varphi_1 - Q \varrho = o$$

Hieraus folgt:

$$\sin \varphi_1 = \frac{Q \varrho}{O (p - r) \varrho} = \frac{Q \varrho}{O \left[\frac{\alpha}{\beta} + p - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r \right) \right] \varrho}$$

Setzt man für $Q\varrho$ den Werth, welchen die Gleichung (6) darbietet, so findet man:

$$\sin\varphi_1 = \frac{\frac{O\,l}{\pi}\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\left(\frac{k}{l\,l_1}\right)-\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]}{O\,\frac{l}{2}\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)-\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]}$$

oder auch, wenn man mit $\frac{\alpha}{\beta}+p$ dividirt:

$$\sin\varphi_1 = \frac{2}{\pi}\,\frac{\left(\frac{k}{l\,l_1}\right)-\frac{\alpha+\beta r}{\alpha+\beta p}}{1-\frac{\alpha+\beta r}{\alpha+\beta p}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Das Maximum der Winkelgeschwindigkeit fällt in die Expansionszeit. Man erhält daher den Winkel φ_2, der diesem Maximum entspricht, wenn man die Gleichung (4) differenzirt und $\frac{d(\omega^2)}{d\varphi}=o$ setzt. Wir erhalten daher, wenn wir $x_2 = \varrho\,(1-\cos\varphi_2)$ setzen,

$$O\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\frac{l_1+m\,l}{x_2+m\,l}-\frac{\alpha}{\beta}\right]\varrho\sin\varphi_2 - O\,r\,\varrho\sin\varphi_2 - Q\,\varrho = o$$

Hieraus folgt:

$$\sin\varphi_2 = \frac{Q\,\varrho}{O\,\varrho\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\frac{l_1+m\,l}{x_2+m\,l}-\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]}$$

Setzt man für $Q\varrho$ den Werth, welchen die Gleichung (7) darbietet, so folgt:

$$\sin\varphi_2 = \frac{\frac{O\,l}{\pi}\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\left(\frac{k}{l\,l_1}\right)-\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]}{O\,\varrho\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\frac{l_1+m\,l}{x_2+m\,l}-\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]}$$

oder

$$\sin\varphi_2 = \frac{2}{\pi}\,\frac{\left(\frac{k}{l\,l_1}\right)-\frac{\alpha+\beta r}{\alpha+\beta p}}{\frac{l_1+m\,l}{x_2+m\,l}-\frac{\alpha+\beta r}{\alpha+\beta p}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

wobei ist:

$$x_2 = \frac{l}{2}\,(1\ \cos\varphi_2) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

Diese Gleichungen (9) und (10) bestimmen den Werth von φ_2.

Die Gleichung (5) gilt, wenn man in dieselbe x_2 statt x, φ_2 statt φ und W statt ω setzt. Man erhält daher:

$$O\,p\,l_1 + O\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)(l_1+m\,l)\,\text{lognat}\,\frac{x_2+m\,l}{l_1+m\,l}-\frac{\alpha}{\beta}(x_2-l_1)\right] \quad (11)$$
$$-\,O\,r\,x_2 - Q\,\varrho\,\varphi_2 = \mu\,(W^2-\omega_0^2)$$

Die Gleichung (2) muss erfüllt werden, wenn man setzt: für x, x_1, für φ, φ_1 und für ω, w, es ist demnach:

$$O\,(p-r)\,x_1 - Q\,\varrho\,\varphi_1 = \mu\,(w^2-\omega_0^2) \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (12)$$

Die Differenz der Gleichungen (11) und (12) gibt:

$$O\left\{\begin{array}{l} p\,l_1 - \frac{\alpha}{\beta}(x_2-l_1) - r\,x_2 - (p-r)\,x_1 \\ +\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)(l_1+m\,l)\,\text{lognat}\,\frac{x_2+m\,l}{l_1+m\,l} \end{array}\right\} - Q\,\varrho\,(\varphi_2-\varphi_1) = \mu\,(W^2-w^2) \quad (13)$$

oder wenn man zur Abkürzung setzt:

$$\binom{k}{l_1\,x_2} = \frac{l_1}{l} + \left(\frac{l_1}{l}+m\right)\,\text{lognat}\,\frac{x_2+m\,l}{l_1+m\,l} \quad . \ . \ . \quad (14)$$

so wird die Gleichung (13):

$$O\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\binom{k}{l_1\,x_2} - \left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\frac{x_1}{l} - \left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\left(\frac{x_2}{l}-\frac{x_1}{l}\right)\right]$$
$$-\,Q\,\varrho\,(\varphi_2-\varphi_1) = \mu\,(W^2-w^2)$$

oder auch:

$$Q\,\varrho\left\{\frac{O\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\binom{k}{l_1\,x_2} - \left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\frac{x_1}{l} - \left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\left(\frac{x_2}{l}-\frac{x_1}{l}\right)\right]}{Q\,\varrho} - (\varphi_2-\varphi_1)\right\} = \mu\,(W^2-w^2)$$

Setzt man im Nenner des Bruches für $Q\,\varrho$ den Werth, welchen die Gleichung (7) darbietet, so findet man:

$$Q\,\varrho\left\{\frac{O\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\binom{k}{l_1\,x_2} - \left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\frac{x_1}{l} - \left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\left(\frac{x_2}{l}-\frac{x_1}{l}\right)\right]}{\frac{1}{\pi}\,O\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\binom{k}{l\,l_1} - \left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]} - (\varphi_2-\varphi_1)\right\} = \mu\,(W^2-w^2)$$

oder endlich:

$$Q\,\varrho\,\pi\left[\frac{\binom{k}{l_1\,x_2} - \frac{x_1}{l} - \left(\frac{x_2}{l}-\frac{x_1}{l}\right)\frac{\alpha+\beta\,r}{\alpha+\beta\,p}}{\binom{k}{l\,l_1} - \frac{\alpha+\beta\,r}{\alpha+\beta\,p}} - \frac{\varphi_2-\varphi_1}{180}\right] = \mu\,(W^2-w^2) \quad . \ (15)$$

Nun ist auch hier wieder zu setzen:

$$\left.\begin{array}{r} Q\,\dfrac{2\,\varrho\,\pi\,n}{60} = 75\,N \\[2ex] \mu = \dfrac{G}{2\,g}\,R^2 \\[2ex] W^2 - w^2 = \dfrac{2\,\mathfrak{G}^2}{i} \\[2ex] R\,\mathfrak{G} = C \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (16)$$

Daher findet man schliesslich:

$$G = 30 \times 75 \times g\;\frac{i\,N}{n\,C^2}\left[\frac{\left(\begin{matrix}k\\ l_1\,x_2\end{matrix}\right) - \dfrac{x_1}{l} - \left(\dfrac{x_2}{l} - \dfrac{x_1}{l}\right)\dfrac{\alpha+\beta\,r}{\alpha+\beta\,p}}{\left(\begin{matrix}k\\ l\,l_1\end{matrix}\right) - \dfrac{\alpha+\beta\,r}{\alpha+\beta\,p}} - \frac{\varphi_2-\varphi_1}{180}\right] \quad (17)$$

wodurch das Gewicht des Schwungrades bestimmt ist.

Das Schwungrad für Woolf'sche Maschinen. Wir wollen uns erlauben, den Einfluss des schädlichen Raumes und das Volumen des Verbindungsrohres zwischen den beiden Cylindern zu vernachlässigen. Dieser Einfluss ist von keinem Belang, veranlasst jedoch einen sehr komplizirten Gang der Rechnung.

Wir nennen O und o die Cylinderquerschnitte, L, l die Schublängen der beiden Kolben, $\varrho = \frac{L}{2}$ den Kurbelhalbmesser.

Wenn der Niedergang der Kolben beginnt, ist der kleine Cylinder mit Kesseldampf gefüllt, ist also in demselben unterhalb des Kolbens eine Dampfmenge von $o\,l\,(\alpha+\beta\,p)$ Kilogramm enthalten. Nachdem der kleine Kolben eine Weglänge x nach abwärts zurückgelegt hat, ist der grosse Kolben um $\frac{L}{l}\,x$ niedergegangen. Da wir die schädlichen Räume und den Rauminhalt des Verbindungsrohres vernachlässigen, ist obige Dampfmenge in einem Raum

$$o\,(l-x) + O\,\frac{L}{l}\,x = o\,l + x\left(O\,\frac{L}{l} - o\right) = o\,l + o\,x\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)$$

enthalten, wenn der kleine Kolben den Weg x zurückgelegt hat. Nennen wir y die Spannkraft dieses Dampfes, so hat man:

$$o\,l\,(\alpha+\beta\,p) = \left[o\,l + o\,x\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)\right](\alpha+\beta\,y)$$

Hieraus folgt:

$$y = \left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) \frac{1}{1 + \frac{x}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)} - \frac{\alpha}{\beta} \quad . \; . \quad (1)$$

Nun sind $\int_0^\xi o\,(p - y)\,d\,x$ und $\int_0^\xi O\,(y - r)\,\frac{L}{l}\,d\,x$ die nützlichen Wirkungen, welche die beiden Kolben vom Anfange des Schubes an bis zu dem Moment hin entwickeln, wenn der kleine Kolben einen Weg ξ zurückgelegt hat; ist ferner $Q\,\varrho\,\varphi$ die Wirkung, welche der Ueberwindung des nützlichen Widerstandes entspricht, und ist endlich $\mu\,(\omega^2 - \omega_0^2)$ die Aenderung der lebendigen Kraft des Schwungrades. Vermöge des Prinzipes der Thätigkeit der Kräfte hat man demnach:

$$\int_0^\xi o\,(p - y)\,d\,x + \int_0^\xi O\,(y - r)\,\frac{L}{l}\,d\,x - Q\,\varrho\,\varphi = \mu\,(\omega^2 - \omega_0^2) \quad . \quad (2)$$

oder

$$\int_0^\xi \left(o\,p - O\,r\,\frac{L}{l}\right) d\,x + \int_0^\xi \left(O\,\frac{L}{l} - o\right) y\,d\,x - Q\,\varrho\,\varphi = \mu\,(\omega^2 - \omega_0^2) \quad (3)$$

oder wenn man für y seinen Werth einführt:

$$\left\{\begin{array}{c} \int_0^\xi \left(o\,p - O\,r\,\frac{L}{l}\right) d\,x \\ + \int_0^\xi \left(O\,\frac{L}{l} - o\right)\left[\frac{\frac{\alpha}{\beta} + p}{1 + \frac{x}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)} - \frac{\alpha}{\beta}\right] d\,x - Q\,\varrho\,\varphi \\ = \mu\,(\omega^2 - \omega_0^2) \end{array}\right\} \quad (4)$$

Durch Ausführung der Integrationen folgt:

$$\left(o\,p - O\,r\,\frac{L}{l}\right)\xi + o\,l\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) \text{lognat}\left[1 + \frac{\xi}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)\right]$$
$$- o\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)\frac{\alpha}{\beta}\,\xi - Q\,\varrho\,\varphi = \mu\,(\omega^2 - \omega_0^2)$$

oder

$$\left\{\begin{array}{c} o\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) - \frac{O\,L}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right]\frac{\xi}{l} \\ + o\,l\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) \text{lognat}\left[1 + \frac{\xi}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)\right] - Q\,\varrho\,\varphi = \mu\,(\omega^2 - \omega_0^2) \end{array}\right\} \quad (5)$$

Dehnt man dieses Integrale aus bis $\xi = 1$, so ist zu setzen: für $\varphi = \pi$ und wegen des Beharrungszustandes $\omega = \omega_0$, daher folgt:

$$o\,l \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right)\left(1 + \text{lognat}\,\frac{O\,L}{o\,l}\right) - \frac{O\,L}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right) \right] = Q\,\varrho\,\pi \quad (6)$$

Diese Gleichung bestimmt die im Beharrungszustand vorhandene Dampfspannung.

Differenzirt man die Gleichung (5) nach φ und setzt $\frac{d\,\omega^2}{d\,\varphi} = o$, so ergibt sich eine Gleichung, welche die Werthe von φ bestimmt, die dem Maximum und Minimum der Winkelgeschwindigkeit entsprechen. Bei dieser Differenziation ist zu beachten, dass

$$\xi = \frac{1}{2}(1 - \cos\varphi) \quad d\,\xi = \frac{1}{2}\sin\varphi\, d\,\varphi$$

ist. Man erhält daher:

$$\left\{ \begin{array}{l} o\,l \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) - \frac{O\,L}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right] \frac{1}{l} \\ + o\,l\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) \dfrac{\frac{1}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)}{1 + \frac{\xi}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)} \end{array} \right\} \frac{1}{2}\sin\varphi - Q\,\varrho = o$$

oder

$$o\,l \left\{ \left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right)\left[1 + \frac{\frac{O\,L}{o\,l} - 1}{1 + \frac{\xi}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)}\right] - \frac{O\,L}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right) \right\} \frac{\sin\varphi}{2} - Q\,\varrho = o$$

Hieraus folgt, wenn man für $Q\,\varrho$ den Werth einführt, welchen die Gleichung (6) darbietet:

$$\sin\varphi = \frac{2}{\pi} \frac{1 + \text{lognat}\,\frac{O\,L}{o\,l} - \frac{O\,L}{o\,l}\,\frac{\alpha + \beta\,r}{\alpha + \beta\,p}}{1 + \dfrac{\frac{O\,L}{o\,l} - 1}{1 + \frac{\xi}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)} - \frac{O\,L}{o\,l}\,\frac{\alpha + \beta\,r}{\alpha + \beta\,p}} \quad . \quad . \quad (7)$$

in dieser Gleichung ist zu setzen:

$$\xi = \frac{1}{2}(1 - \cos\varphi)$$

Nennen wir φ_1 und φ_2 die zwei zwischen o und π liegenden Wurzeln dieser Gleichung und nennen x_1 und x_2 die Werthe von ξ, welche diesen Wurzeln entsprechen, so dass also ist:

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= \frac{1}{2}(1-\cos\varphi_1) \\ x_2 &= \frac{1}{2}(1-\cos\varphi_2) \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Die kleine Wurzel φ_1 entspricht dem Minimum w, die grössere φ_2 dem Maximum W der Winkelgeschwindigkeit.

Der Gleichung (5) muss entsprochen werden, wenn wir setzen: statt ξ, φ, ω: x_1, φ_1, w und x_2, φ_2, W. Wir erhalten daher:

$$\left.\begin{aligned} &o\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)-\frac{O\,L}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]\frac{x_1}{l} \\ &+o\,l\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\text{lognat}\left[1+\frac{x_1}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l}-1\right)\right]-Q\,\varrho\,\varphi_1=\mu\,(w^2-\omega_0^2) \\ &o\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)-\frac{O\,L}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]\frac{x_2}{l} \\ &+o\,l\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\text{lognat}\left[1+\frac{x_2}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l}-1\right)\right]-Q\,\varrho\,\varphi_2=\mu\,(W^2-\omega_0^2) \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

Die Differenz dieser Gleichungen gibt:

$$o\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)-\frac{O\,L}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]\frac{x_2-x_1}{l}$$

$$+o\,l\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\text{lognat}\frac{1+\frac{x_2}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l}-1\right)}{1+\frac{x_1}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l}-1\right)}-Q\,\varrho\,(\varphi_2-\varphi_1)=\mu\,(W^2-w^2)$$

oder auch:

$$Q\varrho\left\{\frac{\left\{\begin{aligned} &o\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)-\frac{O\,L}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]\frac{x_2-x_1}{l} \\ &+o\,l\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\text{lognat}\frac{1+\frac{x_2}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l}-1\right)}{1+\frac{x_1}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l}-1\right)}\end{aligned}\right\}}{Q\,\varrho}-(\varphi_2-\varphi_1)\right\}=\mu\,(W^2-w^2)$$

Setzt man in den Nenner für $Q\,\varrho$ den Werth, welchen (6) darbietet, so wird:

$$Q\,\varrho.\pi\left\{\frac{\left(1-\frac{O\,L}{o\,l}\,\frac{\alpha+\beta\,r}{\alpha+\beta\,p}\right)\frac{x_2-x_1}{l}+\text{lognat}\frac{1+\frac{x_2}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l}-1\right)}{1+\frac{x_1}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l}-1\right)}}{1-\frac{O\,L}{o\,l}\,\frac{\alpha+\beta\,r}{\alpha+\beta\,p}+\text{lognat}\frac{O\,L}{o\,l}}-\frac{\varphi_2-\varphi_1}{\pi}\right\}$$

$$=\mu\,(W^2-w^2)\ \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

Nun kann man auch hier setzen:

$$\left.\begin{aligned} Q\,\frac{2\,\varrho\,\pi\,n}{60} &= 75\ N \\ \mu &= \frac{G}{2\,g}\,R^2 \\ W^2 - w^2 &= \frac{2\,\mathfrak{G}^2}{i} \\ R\,\mathfrak{G} &= C \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (11)$$

(R Halbmesser des Schwungrades, n Umdrehungen der Kurbelwelle in einer Minute, G Gewicht des Schwungringes, $\mathfrak{G}$ mittlere Winkelgeschwindigkeit des Schwungrades, C mittlere Geschwindigkeit des Schwungringes). Und dann findet man:

$$G = 30 \times 75 \times g\,\frac{i\,N}{n\,C^2} \times \left\{ \frac{\left(1 - \frac{O\,L}{o\,l}\,\frac{\alpha+\beta\,r}{\alpha+\beta\,p}\right)\frac{x_2 - x_1}{l} + \text{lognat}\,\frac{1 + \frac{x_2}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)}{1 + \frac{x_1}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)}}{1 - \frac{O\,L}{o\,l}\,\frac{\alpha+\beta\,r}{\alpha+\beta\,p} + \text{lognat}\,\frac{O\,L}{o\,l}} - \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\pi} \right\} \quad (12)$$

wodurch nun abermals das Gewicht des Schwungrades bestimmt ist.

Das Schwungrad mit Berücksichtigung der endlichen Länge der Schubstange und der hin- und hergehenden Massen. Wir wollen auch noch die Theorie des Schwungrades mit Berücksichtigung der endlichen Länge der Schubstange und der hin- und hergehenden Massen behandeln, wollen jedoch eine nicht expandirende Maschine mit einem Cylinder voraussetzen.

Es sei, Tafel XXVIII., Fig. 9, ϱ der Halbmesser der Kurbel, $\lambda = A\,B$ die Länge der Schubstange, φ und ψ die Winkel, welche in irgend einem Zeitmoment die Kurbel und die Schubstange mit der Bewegungsrichtung des Kolbens bilden, $A\,C = x$ die Entfernung des Gleitstückes A von der Kurbelaxe C. Dies vorausgesetzt, ist zunächst:

$$\left.\begin{aligned} \varrho \sin \varphi &= \lambda \sin \psi \\ x &= \varrho \cos \varphi + \lambda \cos \psi \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Hieraus folgt:

$$\left.\begin{aligned}\sin\psi &= \frac{\varrho}{\lambda}\sin\varphi\\ \cos\psi &= \sqrt{1-\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin^2\varphi}\\ x &= \varrho\cos\varphi+\lambda\sqrt{1-\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin^2\varphi}\end{aligned}\right\}\quad\ldots\quad(2)$$

Da $\frac{\varrho}{\lambda}$ in der Regel nicht mehr als $\frac{1}{6}$ beträgt, so begehen wir keinen merklichen Fehler, wenn wir setzen:

$$\sqrt{1-\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin^2\varphi} = 1-\frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin^2\varphi$$

Dann wird:

$$\left.\begin{aligned}\sin\psi &= \frac{\varrho}{\lambda}\sin\varphi\\ \cos\psi &= \left[1-\frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin^2\varphi\right]\\ x &= \varrho\cos\varphi+\lambda\left[1-\frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin^2\varphi\right]\end{aligned}\right\}\quad\ldots\quad(3)$$

Nennen wir:

$\left.\begin{aligned}C\,p &= \xi\\ m\,p &= \upsilon\end{aligned}\right\}$ die Coordinaten eines beliebigen Punktes m der Axe der Schubstange. $A\,m = \sigma$, so ist:

$$\xi = x - \sigma\cos\psi$$

$$\upsilon = \sigma\sin\psi$$

oder wegen (3):

$$\left.\begin{aligned}\xi &= \varrho\cos\varphi+(\lambda-\sigma)\left[1-\frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin^2\varphi\right]\\ \upsilon &= \sigma\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin\varphi\end{aligned}\right\}\quad\ldots\quad(4)$$

Durch Differenziation dieser Ausdrücke folgt:

$$\left.\begin{aligned}\frac{d\xi}{d\varphi} &= -\varrho\sin\varphi-(\lambda-\sigma)\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin\varphi\cos\varphi\\ \frac{d\upsilon}{d\varphi} &= \sigma\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\cos\varphi\end{aligned}\right\}\quad\ldots\quad(5)$$

Vernachlässiget man die Glieder, welche vierte und höhere Potenzen von $\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)$ enthalten, so folgt aus (5):

$$\frac{d\xi^2+d\upsilon^2}{d\varphi^2}=\varrho^2\sin^2\varphi\left[1+2\left(1-\frac{\sigma}{\lambda}\right)\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\cos\varphi+\left(\frac{\sigma}{\lambda}\right)^2\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right] \quad (6)$$

Nun ist $\frac{d\varphi}{dt}=\omega$ die Winkelgeschwindigkeit der Kurbel. Setzt man überdies $\frac{d^2\xi+d^2\upsilon}{dt^2}=u^2$, so bedeutet u die Geschwindigkeit des Punktes m der Schubstange. Man erhält demnach aus (6):

$$u^2=\varrho^2\sin^2\varphi\left[1+2\left(1-\frac{\sigma}{\lambda}\right)\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\cos\varphi+\left(\frac{\sigma}{\lambda}\right)^2\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right]\omega^2 \quad (7)$$

Betrachtet man die Schubstange als eine gerade Linie, längs welcher eine Masse gleichförmig vertheilt ist und nennt m die auf die Längeneinheit vorhandene Masse, so ist

$$\int_0^\lambda m\,d\sigma\,u^2$$

die lebendige Kraft der Masse der Schubstange und man findet:

$$\int_0^\lambda m\,u^2\,d\sigma$$

$$=m\int_0^\lambda\varrho^2\omega^2\sin^2\varphi\left[1+2\left(1-\frac{\sigma}{\lambda}\right)\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\cos\varphi+\left(\frac{\sigma}{\lambda}\right)^2\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right]d\sigma$$

oder

$$\int_0^\lambda m\,u^2\,d\sigma$$

$$=m\,\varrho^2\omega^2\sin^2\varphi\left[\lambda\left(1+2\frac{\varrho}{\lambda}\right)\cos\varphi-\frac{2}{\lambda}\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi\frac{\lambda^2}{2}+\frac{1}{3}\lambda\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right]$$

$$\int_0^\lambda m\,u^2\,d\sigma=m\,\lambda\,\varrho^2\omega^2\sin^2\varphi\left[1+\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi+\frac{1}{3}\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right] \quad . \quad (8)$$

oder wenn wir $m\lambda=m_1$ setzen, so dass m_1 die Masse der Schubstange bedeutet:

$$\int_0^\lambda m\,u^2\,d\sigma=m_1\,\varrho^2\omega^2\sin^2\varphi\left[1+\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi+\frac{1}{3}\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right] \quad . \quad (9)$$

Nennt man m_2 die Massen der Kolbenstange des Kreuzkopfes und des Kolbens, so ist die lebendige Kraft dieser drei Massen:

$$m_2\left(\frac{dx}{dt}\right)^2=m_2\,\varrho^2\omega^2\sin^2\varphi\left(1+2\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi\right) \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Die Aenderung der lebendigen Kraft des Schwnngrades ist, während die Kurbel den Winkel φ zurücklegt,

$$\mu \left(\omega^2 - \omega_0^2\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Der Weg, den der Kolben zurücklegt, während der Winkel φ beschrieben wird, ist wegen (3):

$$\varrho \left(1 - \cos\varphi\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2 \sin^2\varphi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Der Weg, welchen der nützliche auf den Kurbelkreis reduzirte Widerstand zurücklegt, ist $\varrho\,\varphi$.

Nach dem Grundsatz der Thätigkeit ist nun die Gleichung der Bewegung:

$$\left.\begin{array}{l}
P\left[\varrho(1-\cos\varphi) + \frac{\lambda}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2 \sin^2\varphi\right] - Q\,\varrho\,\varphi = \mu\left(\omega^2 - \omega_0^2\right) \\
\quad + m_1\,\varrho^2\,\omega^2 \sin^2\varphi\left[1 + \frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi + \frac{1}{3}\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right] \\
\quad + m_2\,\varrho^2\,\omega^2 \sin^2\varphi\left[1 + 2\,\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi\right] \\
\quad - m_1\,\varrho^2\,\omega_0^2\,\frac{1}{3}
\end{array}\right\} \quad . \quad (13)$$

Im Beharrungszustand der Bewegung muss für $\varphi = \pi$, $\omega = \omega_0$ werden. Daher findet man aus (13):

$$P = \frac{\pi}{2}\,Q$$

Führt man diesen Werth von P in (13) ein und sucht ω, so findet man:

$$\omega^2 = \frac{Q\,\varrho\,\frac{\pi}{2}\left[1 - \cos\varphi + \frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin^2\varphi - \frac{2\varphi}{\pi}\right] + \mu\,\omega_0^2 + \frac{1}{3}\,m_1\,\varrho^2\,\omega_0^2}{\mu + m_1\,\varrho^2 \sin^2\varphi\left[1 + \frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi + \frac{1}{3}\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right] + m_2\,\varrho^2 \sin^2\varphi\left(1 + 2\,\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi\right)}$$

oder

$$\omega^2 = \omega_0^2\,\frac{1 + \frac{1}{3}\,\frac{m_1}{\mu}\,\varrho^2 + \frac{Q\,\varrho\,\frac{\pi}{2}}{\mu\,\omega_0^2}\left[1 - \cos\varphi + \frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin^2\varphi - \frac{2\varphi}{\pi}\right]}{\left\{\begin{array}{l} 1 + \frac{m_1\,\varrho^2}{\mu}\sin^2\varphi\left[1 + \frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi + \frac{1}{3}\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right] \\ \quad + \frac{m_2\,\varrho^2}{\mu}\sin^2\varphi\left(1 + 2\,\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi\right)\end{array}\right\}} \quad (14)$$

Da in allen Fällen der Anwendung die Winkelgeschwindigkeit nur wenig veränderlich ist, so begeht man keinen merklichen Fehler, wenn man die mit μ dividirten Glieder des Zählers und Nenners als sehr kleine Grössen betrachtet und sich erlaubt, die Ausdrücke nach dem Binomialsatz zu entwickeln, dabei alle Produkte der sehr kleinen Glieder vernachlässiget. Dann findet man:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\omega}{\omega_0} = 1 + \frac{1}{2}\frac{Q\varrho\frac{\pi}{2}}{\mu\,\omega_0^2}\left[1 - \cos\varphi + \frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin^2\varphi - \frac{2\,\varphi}{\pi}\right] \\ + \frac{m_1\,\varrho^2}{\mu}\left\{\frac{1}{6} - \frac{1}{2}\sin^2\varphi\left[1 + \frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi + \frac{1}{3}\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right]\right\} \\ - \frac{1}{2}\frac{m_2\,\varrho^2}{\mu}\sin^2\varphi\left(1 + 2\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi\right) \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

Diese Gleichung gibt die Winkelgeschwindigkeit ω für jeden Werth von φ.

Für die innerhalb 0 und π vorkommenden kleinsten und grössten Winkelgeschwindigkeiten ist $\frac{d\,\omega}{d\,\varphi} = 0$. Man erhält daher durch Differenziation von (15) zur Bestimmung der Winkel, welche dem Maximum und Minimum entsprechen, folgende Gleichung:

$$\begin{aligned} \frac{d\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)}{d\,\varphi} = 0 = \frac{\pi}{4}\frac{Q\,\varrho}{\mu\,\omega_0^2}\left[\sin\varphi + \left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin\varphi\cos\varphi - \frac{2}{\pi}\right] \\ - \frac{m_1\,\varrho^2}{\mu}\left[\frac{1}{3}\sin 2\,\varphi - \frac{1}{8}\frac{\varrho}{\lambda}(\sin\varphi - 3\sin 3\,\varphi)\right] \\ - \frac{1}{2}\frac{m_2\,\varrho^2}{\mu}\left[\sin 2\,\varphi - \frac{1}{2}\frac{\varrho}{\lambda}(\sin\varphi - 3\sin 3\,\varphi\right] \end{aligned}$$

Hieraus folgt:

$$\left.\begin{aligned} \sin\varphi = \frac{2}{\pi} - \frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin 2\,\varphi \\ + 2\,\frac{\omega_0^2\,\varrho^2}{Q\,\varrho\,\pi}\left[\sin 2\,\varphi\left(\frac{2}{3}\,m_1 + m_2\right) - \frac{1}{4}\frac{\varrho}{\lambda}(m_1 + 2\,m_2)(\sin\varphi - 3\sin 3\,\varphi)\right] \end{aligned}\right\} (16)$$

Die beiden zwischen 0 und $180°$ liegenden Wurzeln dieser Gleichung, welche α und β genannt werden mögen, bestimmen die Positionen der Kurbel, welche dem Minimum w und dem Maximum W der Winkelgeschwindigkeit entsprechen.

Die Gleichung (15) gibt, wenn man zuerst α und w und dann β und W statt φ und ω setzt:

$$\frac{w}{\omega_0} = 1 + \frac{1}{4}\frac{Q\varrho\pi}{\mu\omega_0^2}\left[1 - \cos\alpha + \frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin^2\alpha - \frac{2\alpha}{\pi}\right]$$

$$+ \frac{m_1\varrho^2}{\mu}\left[\frac{1}{6} - \frac{1}{2}\sin^2\alpha\left(1 + \frac{\varrho}{\lambda}\cos\alpha + \frac{1}{3}\frac{\cos^2\alpha}{\sin^2\alpha}\right)\right]$$

$$- \frac{1}{2}\frac{m_2\varrho^2}{\mu}\sin^2\alpha\left(1 + 2\frac{\varrho}{\lambda}\cos\alpha\right)$$

$$\frac{W}{\omega_0} = 1 + \frac{1}{4}\frac{Q\varrho\pi}{\mu\omega_0^2}\left[1 - \cos\beta + \frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin^2\beta - \frac{2\beta}{\pi}\right]$$

$$+ \frac{m_1\varrho^2}{\mu}\left[\frac{1}{6} - \frac{1}{2}\sin^2\beta\left(1 + \frac{\varrho}{\lambda}\cos\beta + \frac{1}{3}\frac{\cos^2\beta}{\sin^2\beta}\right)\right]$$

$$- \frac{1}{2}\frac{m_2\varrho^2}{\mu}\sin^2\beta\left(1 + 2\frac{\varrho}{\lambda}\cos\beta\right)$$

Die Differenz dieser Gleichungen ist:

$$\left.\begin{aligned}\frac{W-w}{\omega_0} = {} & \frac{1}{4}\frac{Q\varrho\pi}{\mu\omega_0^2}\left[\cos\alpha - \cos\beta - \frac{2}{\pi}(\beta-\alpha) + \frac{1}{2}\frac{\varrho}{\lambda}(\sin^2\beta - \sin^2\alpha)\right] \\ & - \frac{m_1\varrho^2}{2\mu}\left[\sin^2\beta - \sin^2\alpha + \frac{\varrho}{\lambda}(\sin^2\beta\cos\beta - \sin^2\alpha\cos\alpha)\right. \\ & \qquad \left. + \frac{1}{3}(\cos^2\beta - \cos^2\alpha)\right] \\ & - \frac{m_2\varrho^2}{2\mu}\left[\sin^2\beta - \sin^2\alpha + 2\frac{\varrho}{\lambda}(\sin^2\beta\cos\beta - \sin^2\alpha\cos\alpha)\right]\end{aligned}\right\}(17)$$

In den bisher aufgestellten Gleichungen erscheint ω_0, welche Winkelgeschwindigkeit nicht bekannt ist, wohl aber durch die bekannte mittlere Winkelgeschwindigkeit $\mathfrak{G}$ berechnet werden kann. Es ist:

$$\mathfrak{G} = \frac{1}{\pi}\int_0^\pi \omega \, d\varphi$$

oder wenn man für ω seinen Werth aus (15) einführt:

$$\mathfrak{G} = \frac{\omega_0}{\pi}\int_0^\pi \left\{\begin{aligned} & 1 + \frac{1}{4}\frac{Q\varrho\pi}{\mu\omega_0^2}\left[1 - \cos\varphi + \frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin^2\varphi - \frac{2\varphi}{\pi}\right] \\ & + \frac{m_1\varrho^2}{\mu}\left\{\frac{1}{6} - \frac{1}{2}\sin^2\varphi\left[1 + \frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi + \frac{1}{3}\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right]\right\} \\ & - \frac{1}{2}\frac{m_2\varrho^2}{\mu}\sin^2\varphi\left(1 + 2\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi\right)\end{aligned}\right\} d\varphi$$

Nun ist:

$$\int_0^\pi \cos\varphi\, d\varphi = 0 \qquad \int_0^\pi \sin^2\varphi\, d\varphi = \frac{\pi}{2}$$

$$\int_0^\pi \sin^2\varphi \cos\varphi\, d\varphi = 0 \qquad \int_0^\pi \cos^2\varphi\, d\varphi = \frac{\pi}{2}$$

Daher findet man:

$$\mathfrak{G} = \frac{\omega_0}{\pi} \left\{ \begin{array}{l} \pi + \frac{1}{4}\frac{Q\varrho\pi}{\mu\,\omega_0^2}\left(\pi + \frac{1}{2}\frac{\varrho}{\lambda}\frac{\pi}{2} - \pi\right) \\ + \frac{m_1\varrho^2}{\mu}\left(\frac{\pi}{6} - \frac{1}{2}\frac{\pi}{2} - \frac{1}{6}\frac{\pi}{2}\right) \\ - \frac{1}{2}\frac{m_2\varrho^2}{\mu}\left(\frac{\pi}{2}\right) \end{array} \right\} \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

oder

$$\mathfrak{G} = \omega_0\left(1 + \frac{1}{16}\frac{Q\varrho\pi}{\mu\,\omega_0^2}\frac{\varrho}{\lambda} - \frac{1}{6}\frac{m_1\varrho^2}{\mu} - \frac{1}{4}\frac{m_2\varrho^2}{\mu}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

Hieraus folgt:

$$\frac{1}{\omega_0} = \frac{8\mu\mathfrak{G}}{Q\varrho\pi}\frac{\lambda}{\varrho}\left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{Q\varrho\pi}{4\mathfrak{G}^2\mu}\frac{\varrho}{\lambda}\left(1 - \frac{1}{6}\frac{m_1\varrho^2}{\mu} - \frac{1}{4}\frac{m_2\varrho^2}{\mu}\right)}\right] \quad (20)$$

Nun ist $\frac{Q\varrho\pi}{4\mathfrak{G}^2\mu}\frac{\varrho}{\mu}$ eine kleine Grösse und $1 - \frac{1}{6}\frac{m_1\varrho^2}{\mu} - \frac{1}{4}\frac{m_2\varrho^2}{\mu}$ ist nur wenig von der Einheit verschieden. Man begeht also keinen merklichen Fehler, wenn man obige Wurzel nach der Binomialreihe entwickelt und nur die zwei ersten Glieder beibehält. Dann aber findet man, weil nur das untere der Zeichen $\pm$ dem Sinne der Aufgabe entsprechen kann,

$$\frac{1}{\omega_0} = \frac{8\mu\mathfrak{G}}{Q\varrho\pi}\frac{\lambda}{\varrho}\left\{1 - \left[1 - \frac{1}{2}\frac{Q\varrho\pi}{4\mathfrak{G}^2\mu}\frac{\varrho}{\lambda}\left(1 - \frac{1}{6}\frac{m_1\varrho^2}{\mu} - \frac{1}{4}\frac{m_2\varrho^2}{\mu}\right)\right]\right\}$$

oder

$$\frac{1}{\omega_0} = \frac{1}{\mathfrak{G}}\left(1 - \frac{1}{6}\frac{m_1\varrho^2}{\mu} - \frac{1}{4}\frac{m_2\varrho^2}{\mu}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

Hieraus folgt auch annähernd:

$$\frac{1}{\omega_0^2} = \frac{1}{\mathfrak{G}^2}\left(1 - \frac{1}{3}\frac{m_1\varrho^2}{\mu} - \frac{1}{2}\frac{m_2\varrho^2}{\mu}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

Setzen wir zur Abkürzung

$$\left.\begin{array}{l}\cos\alpha - \cos\beta - \frac{2}{\pi}(\beta-\alpha) + \frac{1}{2}\frac{\varrho}{\lambda}(\sin^2\beta - \sin^2\alpha) = \mathfrak{A} \\ \sin^2\beta - \sin^2\alpha + \frac{\varrho}{\lambda}(\sin^2\beta\cos\beta - \sin^2\alpha\cos\alpha) + \frac{1}{3}(\cos^3\beta - \cos^3\alpha) = \mathfrak{B} \\ \sin^2\beta - \sin^2\alpha + 2\frac{\varrho}{\lambda}(\sin^2\beta\cos\beta - \sin^2\alpha\cos\alpha) = \mathfrak{D}\end{array}\right\} \quad (23)$$

so wird die Gleichung (17), wenn man die Werthe von $\frac{1}{\omega_0}$ und von $\frac{1}{\omega_0^2}$ der Ausdrücke (21) und (22) berücksichtiget:

$$\left.\begin{array}{l}(W-w)\frac{1}{\mathfrak{C}}\left(1 - \frac{1}{6}\frac{m_1\varrho^2}{\mu} - \frac{1}{4}\frac{m_2\varrho^2}{\mu}\right) \\ = \frac{1}{4}\frac{Q\varrho\pi}{\mu\mathfrak{C}^2}\left(1 - \frac{1}{3}\frac{m_1\varrho^2}{\mu} - \frac{1}{2}\frac{m_2\varrho^2}{\mu}\right)\mathfrak{A} \\ - \frac{m_1\varrho^2}{2\mu}\mathfrak{B} \\ - \frac{m_2\varrho^2}{2\mu}\mathfrak{D}\end{array}\right\} \quad . \quad . \quad (24)$$

Vernachlässiget man die Glieder, welche μ^2 im Nenner enthalten, so findet man aus dieser Gleichung, wenn man $W - w = \frac{\mathfrak{C}}{i}$ setzt:

$$\mu = i\left(\frac{1}{4}\frac{Q\varrho\pi}{\mathfrak{C}^2}\mathfrak{A} - \frac{m_1\varrho^2}{2}\mathfrak{B} - \frac{m_2\varrho^2}{2}\mathfrak{D}\right) + \frac{1}{6}m_1\varrho^2 + \frac{1}{4}m_2\varrho^2 \, . \quad (25)$$

Nun ist:

$$\left.\begin{array}{l}Q\frac{2\varrho\pi n}{60} = 75\,N \\ \mu = \frac{G}{2g}R^2 \\ m_1 = \frac{q_1}{2g} \\ m_2 = \frac{q_2}{2g} \\ C = R\mathfrak{C},\; c = \varrho\mathfrak{C}\end{array}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

(N Pferdekraft der Maschine, n Anzahl der Umdrehungen des Schwungrades in einer Minute, R Halbmesser des Schwungrades, G Gewicht des Schwungringes, C Umfangsgeschwindigkeit des Schwungrades, q_1 q_2 Gewicht der Schubstange und Kolben sammt Kolbenstange, c mittlere Geschwindigkeit des Kurbelzapfens).

Führt man diese Ausdrücke (26) in (25) ein, so findet man schliesslich:

$$G = \frac{60 \times 75 \times g}{4} \mathfrak{A} \frac{i N}{n C^2} + \left(\frac{c}{C}\right)^2 \left[q_1 \left(\frac{1}{6} - i \frac{\mathfrak{B}}{2}\right) + q_2 \left(\frac{1}{4} - i \frac{\mathfrak{D}}{2}\right) \right] \quad (27)$$

Mit Berücksichtigung von (26) wird die Gleichung (16), wenn man sich erlaubt $\mathfrak{G}^2$ statt ω_0^2 zu setzen:

$$\left. \begin{aligned} \sin \varphi = \frac{2}{\pi} - \frac{1}{2} \left(\frac{\varrho}{\lambda}\right) \sin 2\varphi \\ + \frac{16 \pi^2}{75 (60)^2 2 g} \frac{\varrho^2 n^2}{N} \left[\sin 2\varphi \left(\frac{2}{3} q_1 + q_2\right) + \frac{1}{4} \frac{\varrho}{\lambda} (q_1 + 2 q_2)(3 \sin 3\varphi - \sin \varphi) \right] \end{aligned} \right\} (28)$$

Theorie des Schwungkugelregulators.

Differenz zwischen der Spannung des Dampfes im Kessel und im Cylinder. Die Spannung des Dampfes im Cylinder wird, wie wir früher Seite 527 gezeigt haben, durch den Expansionsgrad und durch die auf die Flächeneinheit bezogenen Widerstände bestimmt, welche der Bewegung der Maschine entgegenwirken, und ist von allem Anderen, namentlich von der Geschwindigkeit der Maschine und von der Dampfmenge, welche in jeder Sekunde auf die Maschine wirkt, ganz unabhängig.

Nennen wir p die Spannung, welche im Cylinder hinter dem Kolben vorhanden ist, so lange der Cylinder mit dem Kessel kommunizirt. Die Spannung des Dampfes p_1 im Kessel fällt im Beharrungszustand stets grösser aus als jene im Cylinder, denn sonst könnte ja der Dampf nicht überströmen. Die Differenz $p_1 - p$ dieser Spannungen richtet sich nach den verschiedenen Widerständen, welche dem Uebergang des Dampfes aus dem Kessel in den Cylinder entgegenwirken und denselben erschweren, ähnlich wie dies bei einer komplizirteren Wasserleitung der Fall ist. Diese Widerstände entspringen theils aus den Reibungen des Dampfes an den Wänden des Röhren- oder Kanalsystems, durch welches die Dampfleitung statt findet, theils aus den Verengungen und Erweiterungen und plötzlichen Querschnittsänderungen, theils endlich aus den Ecken und Krümmungen, welche in diesem Kanalsystem vorkommen. Insbesondere kommen zweierlei solcher Verengungen vor, durch welche die Differenz $p_1 - p$ einen erheblichen Werth erreichen kann, nämlich durch die sogenannte Dampfklappe und durch den engen Durchgang, welchen die Steuerungsschieber bei gewissen Stellungen her-

vorbringen. In dem Dampfüberströmungsrohr wird jederzeit in der Nähe der Maschine eine Drehklappe (Dampfklappe) angebracht, die im normalen Bewegungszustand der Maschine eine solche Stellung erhält, dass an ihrem Umfange für den Uebergang des Dampfes nur ein kleiner Theil des ganzen Querschnittes des Rohres übrig bleibt, was zur Folge hat, dass im Normalzustand der Bewegung die Spannung des Dampfes im Kessel beträchtlich, z. B. um $\frac{1}{4}$ oder $\frac{1}{3}$ und selbst um die Hälfte höher ausfällt, als im Cylinder. Dies hat den Zweck, dass, wenn auch nicht dauernd, aber doch für einige Zeit die Kraft der Maschine bedeutend verstärkt oder geschwächt werden kann, denn wenn man die Klappe plötzlich so dreht, dass die Ueberströmungsöffnung grösser wird, tritt plötzlich im Dampfcylinder eine höhere Spannung ein und wird folglich der Gang der Maschine vorübergehend beschleunigt, dreht man dagegen die Klappe nach entgegengesetzter Richtung, so dass die Uebergangsöffnung noch kleiner wird als sie es im Normalzustand der Bewegung ist, so nimmt vorübergehend die Spannung des Dampfes im Cylinder ab und eben so auch die Kraft der Maschine. Dadurch kann die Bewegung der Maschine regulirt werden, wenn die Widerstände der zu betreibenden Maschinen veränderlich sind. Bei Schiffsmaschinen und Lokomotiven geschieht die Verstellung der Dampfklappe durch die Hand des Maschinenführers, bei Fabrikmaschinen dagegen in der Regel durch den sogenannten Schwungkugelregulator, mit dessen Theorie wir uns nun beschäftigen werden.

Der gewöhnliche Schwungkugelregulator. Tafel XXIX., Fig. 1 stellt eine einfache Anordnung eines Schwungkugelregulators zur Regulirung der Bewegung einer Fabrikdampfmaschine vermittelst einer Dampfklappe dar. a ist das Rohrstück des Dampfrohres, welches die Klappe b enthält, c ein Hebel, welcher an der Drehungsaxe der Klappe befestigt ist und vermittelst welchem ihre Verstellung bewirkt wird. Die übrigen Theile der Figur zeigen die Einrichtung des Schwungkugelregulators. G ist dessen vertikale Axe, dieselbe steht durch eine Rädertransmission mit der Schwungradswelle so in Verbindung, dass das Verhältniss der Winkelgeschwindigkeit der Schwungradswelle und der Regulatoraxe constant bleibt. Dreht sich das Schwungrad gleichförmig, so ist dies auch bei der Regulatoraxe der Fall, nimmt die Geschwindigkeit des Schwungrades zu oder ab, so wird die Regulatoraxe im ersteren Falle beschleunigt, im letzteren verzögert. d ist eine mit der Axe G befestigte Hülse,

an welcher die Pendelstangen $e\ e_1$ so eingehängt sind, dass sie sich mit der Axe drehen müssen, dass sie sich aber mit grösster Leichtigkeit der Axe G nähern oder von derselben entfernen können. $f\ f_1$ sind zwei mit den Pendelstangen verbundene kugelförmige Massen, $g\ g_1$ sind zwei Stängelchen, welche oben mit den Pendelstangen, unten mit einer längs der Axe G verschiebbaren Hülse h zusammengegliedert sind. Wir nehmen an, dass $A\ B\ C\ C_1$ ein Rhombus, dass also $B\ C = C\ A = A\ C_1 = C_1\ B$ ist. Die Hülse h hat unten einen Hals i, in welchen das gabelförmige Ende des Hebels c eingreift. Hat das Schwungrad seine normale Geschwindigkeit, so nehmen die Pendelstangen eine Stellung an, bei welcher das Gewicht der Kugeln mit der Centrifugalkraft derselben in's Gleichgewicht tritt, und gleichzeitig wird dann die Klappe in diejenige Stellung gebracht, welche sie im normalen Beharrungszustand der Maschine einnehmen soll. Wird die Geschwindigkeit des Schwungrades grösser oder kleiner als die normale, so bewegen sich die Kugeln im ersteren Falle auseinander, im letzteren gegeneinander, was zur Folge hat, dass die Hülse h im ersteren Falle aufwärts, im letzteren abwärts geschoben und der Hebel c so gedreht wird, dass die Dampfklappe im ersteren Falle mehr zu, im letzteren Falle mehr aufgedreht wird, wie es zur Regulirung der Bewegung erforderlich ist.

Suchen wir zunächst die der normalen Bewegung des Schwungrades entsprechende Gleichgewichtsposition der Schwungkugeln zu bestimmen. Nennen wir:

ω die der normalen Geschwindigkeit des Schwungrades entsprechende Winkelgeschwindigkeit der Regulatoraxe,

n die der Winkelgeschwindigkeit ω entsprechende Anzahl der Umdrehungen in einer Minute,

G das Gewicht einer Schwungkugel,

$A\ D = A\ D_1 = l$ die Länge eines Pendelarmes,

$A\ C = C\ B = B\ C_1 = C_1\ A = a$ die Länge einer Rhombusseite,

$\widehat{D\ A\ B} = \alpha$ den Winkel, welcher der Normalbewegung entspricht, d. h. den Winkel, welcher derjenigen Stellung eines Pendelarmes entspricht, bei welcher ein Gleichgewichtszustand eintritt, wenn die Winkelgeschwindigkeit ω ist.

Tragen wir bei D das Gewicht der Kugel und die Centrifugalkraft als Linien D H und D E auf und konstruiren das Rechteck D E F H, so muss für den Gleichgewichtszustand die Richtung der Resultirenden D F in die Verlängerung von A D fallen, muss demnach $\widehat{F\ D\ H} = \alpha$ sein. Man hat daher:

$$D E = D H \tang \alpha \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Es ist aber $DH = G$, $DE = \frac{G}{g} \omega^2 l \sin \alpha$, demnach wird:

$$\frac{G}{g} \omega^2 l \sin \alpha = G \operatorname{tang} \alpha = G \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Wenn α nicht gleich Null ist, wird dieser Gleichung entsprochen durch

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{l \cos \alpha}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Es ist aber auch $\omega = \frac{2\pi}{60} n$, $n = \frac{60}{2\pi} \omega$, daher auch:

$$n = \frac{60}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{l \cos \alpha}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Diese Ausdrücke (3) und (4) dienen zur Anordnung des Räderwerkes, welches die Schwungradsaxe mit der Regulatoraxe zu verbinden hat. Wenn man nämlich die Pendellänge l und den Winkel α annimmt, der bei normaler Geschwindigkeit eintreten soll, so bestimmt (3) und (4) die entsprechende Geschwindigkeit der Regulatoraxe, und die Räderübersetzung ist nun so anzuordnen, dass die Regulatoraxe in einer Minute so viel Umdrehungen macht, als der Werth von n beträgt, wenn das Schwungrad seine Normalgeschwindigkeit hat.

Nehmen wir nun an, dass, nachdem die Normalgeschwindigkeit und die entsprechende Normalstellung des Regulators längere Zeit vorhanden war, eine Aenderung in der Geschwindigkeit des Schwungrades eintrete, so dass die Winkelgeschwindigkeit der Regulatoraxe ω_1 und die entsprechende Umdrehungszahl pro 1 Minute n_1 wird und dass $n_1 > n$ sei.

Wenn in dem ganzen Mechanismus keine Reibungswiderstände vorkämen, müssten die Kugeln auseinander zu gehen anfangen, so wie die Geschwindigkeit der Bewegung grösser als ω zu werden anfängt; weil aber Reibungswiderstände vorhanden sind, fangen die Kugeln erst dann an weiter auseinander zu gehen, wenn die Centrifugalkraft so gross geworden ist, dass sie nicht nur das Gewicht der Kugeln, sondern auch die Reibungswiderstände des Mechanismus zu bewältigen vermag. Angenommen dies sei der Fall, wenn die Winkelgeschwindigkeit ω_1 eingetreten ist, so bestimmt $\omega_1 - \omega$ die Empfindlichkeit des Regulators, denn er fängt erst dann zu wirken an, wenn sich die Winkelgeschwindigkeit um $\omega_1 - \omega$ ändert.

Nennen wir, Tafel XXIX., Fig 2, F den Reibungswiderstand des Apparates, indem wir unter F die Kraft verstehen, mit welcher

an der Hülse h gezogen werden muss, damit eine Stellungsänderung der beweglichen Theile eintritt. In diesem neuen Bewegungszustand ist also die Centrifugalkraft der Kugeln mit ihren Gewichten und mit dem Widerstand F im Gleichgewicht, beträgt aber der Winkel CAB ebenfalls den Werth α. Wenn die Bewegung der Hülse eintreten soll, muss in jedem der Zugstängelchen CB und C_1B ein gewisser Zug X eintreten, und es ist offenbar $2X\cos\alpha = F$ oder

$$X = \frac{F}{2\cos\alpha} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Dieser Zug wirkt bei C nach der Richtung CB auf den Pendelarm ein und es muss nun die Centrifugalkraft $\mathfrak{G}$ mit dem Gewicht G und dem Zug X im Gleichgewicht sein, wozu erforderlich ist, dass das statische Moment von $\mathfrak{G}$ gleich ist der Summe der statischen Momente von G und von X. Alle Momente bezogen auf den Punkt A als Drehungspunkt des Hebels ACD. Fällt man von A aus auf die Verlängerung von BC das Perpendikel AJ, so ist $\overline{AJ} = \overline{AC}\cos\widehat{JAC}$ oder wegen $\overline{AC} = a$ und $\widehat{JAC} = \frac{\pi}{2} - 2\alpha$

$$\overline{AJ} = a\cos\left(\frac{\pi}{2} - 2\alpha\right) = a\sin 2\alpha = 2a\sin\alpha\cos\alpha$$

Das Moment von X ist demnach $X\,\overline{AJ} = \frac{F}{2\cos\alpha}\,2a\sin\alpha\cos\alpha = aF\sin\alpha$. Der Werth von $\mathfrak{G}$ ist: $\mathfrak{G} = \frac{G}{g}\,\omega_1^2\,l\sin\alpha$. Das Moment von $\mathfrak{G}$ wird demnach $\frac{G}{g}\,\omega_1^2\,l\sin\alpha\,l\cos\alpha$. Das Moment von G ist endlich $G\,l\sin\alpha$. Für den Gleichgewichtszustand erhält man also:

$$\frac{G}{g}\,\omega_1^2\,l\sin\alpha\,l\cos\alpha = aF\sin\alpha + G\,l\sin\alpha$$

oder weil α nicht gleich Null ist:

$$\frac{G}{g}\,\omega_1^2\,l\cos\alpha = \frac{a}{l}\,F + G \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Aus der Gleichung (2) folgt aber

$$\frac{G}{g}\,\omega^2\,l\cos\alpha = G \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Durch Division dieser Gleichungen (6) und (7) erhält man einen Ausdruck, aus welchem sich ergibt:

$$G = F\,\frac{\frac{a}{l}}{\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)^2 - 1} = F\,\frac{\frac{a}{l}}{\left(\frac{n_1}{n}\right)^2 - 1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Dieser Ausdruck bestimmt das Gewicht, das einer Kugel gegeben werden muss, wenn die regulirende Wirkung des Apparates beginnen soll, wenn die Winkelgeschwindigkeit um $\omega_1 - \omega$ über den normalen Werth gewachsen ist.

Es hat nun das Ansehen, wie wenn durch die Gleichungen (4) und (8) alles gegeben wäre, was für eine richtige Anordnung des Regulators nothwendig ist. Allein so ist es nicht; ein auf diese Weise angelegter Regulator wird seiner Bedingung nicht immer entsprechen, denn dazu ist erforderlich, dass die Kugeln bei jeder Stellung des Pendels ihre Stellung gegen die Axe nicht mehr ändern, wenn in irgend einem Augenblick der Bewegung die normale Geschwindigkeit der Axe des Regulators wiederum eintritt. Es müsste also jedesmal, wenn diese normale Geschwindigkeit eintritt, der Winkel $CAB = \varepsilon$ sein und müssten gleichzeitig die Kugeln keine relative Geschwindigkeit gegen die Axe besitzen, was nicht der Fall sein wird, weil die Kugeln zu pendeln anfangen, wenn sie ihre Normalstellung verlassen haben.

Der parabolische Regulator. Der Ingenieur *Frank* hat den sinnreichen Gedanken ausgesprochen, dass man den Mechanismus so einrichten soll, dass sich die Kugeln nicht in einem Kreise, sondern in einer gewissen krummen Linie bewegen, die die Eigenschaft besitzt, dass in jeder Stellung der Kugeln ein Gleichgewichtszustand statt findet, wenn die Normalgeschwindigkeit eintritt. Wir wollen diese krumme Linie zu bestimmen suchen. DMN sei diese Kurve, die die Eigenschaft besitzen soll, dass die Richtung der Resultirenden aus G und $\mathfrak{G}$ mit der Normalen DL in jeder Lage der Kugeln zusammenfällt, wenn die Normalgeschwindigkeit eintritt.

Nennen wir, Tafel XXIX., Fig. 3, $OK = x$, $DK = y$, die Coordinaten des Mittelpunktes der Kugeln oder des Punktes D der Kurve. Für das Gleichgewicht ist: $G = \mathfrak{G} \tan \widehat{EDF}$, es ist aber $\mathfrak{G} = \frac{G}{g} \omega^2 y$, $\tan \widehat{EDF} = \frac{dy}{dx}$, demnach:

$$G = \frac{G}{g} \omega^2 y \frac{dy}{dx}$$

aus dieser Gleichung folgt:

$$y^2 = \frac{2g}{\omega^2} x \qquad \ldots \ldots \ldots \qquad (9)$$

Die krumme Linie ist demnach eine Parabel und deshalb hat man einen solchen Regulator einen parabolischen genannt. Allein so sinnreich der Vorschlag des Ingenieurs Frank ist, ein richtig

wirkender Regulator kommt dadurch doch nicht zu Stande, weil durch denselben doch nicht bewirkt werden kann, dass die Kugeln keine Geschwindigkeit besitzen, wenn die normale Geschwindigkeit in irgend einem Zeitaugenblick eintritt.

Wegen der Schwingungen, die in den Kugeln eintreten, wenn der Gleichgewichtszustand der Normalbewegung aufgehoben wird, ist es ganz unmöglich, einen ganz verlässlich wirkenden Regulator vermittelst solcher Schwungkugeln hervorzubringen. Die folgende Anordnung gibt eine Vorstellung, auf welche Weise ein unfehlbar richtig wirkender Regulator zu Stande gebracht werden könnte. Tafel XXIX., Fig. 4, a ist eine Axe, die mit der Schwungradsaxe durch gewöhnliches Räderwerk in Verbindung gesetzt wird. Dieselbe ist mit einem Differenzialräderwerk versehen. b ist eine Axe, die unabänderlich mit gleichförmiger Geschwindigkeit bewegt wird, wozu ein Uhrwerk mit einem konischen Pendel angewendet werden könnte. b wirkt vermittelst der Räder c und d auf das Differenzialräderwerk ein, so dass in dem Rade e eine aus a und b zusammengesetzte Bewegung entsteht, das Räderwerk kann aber leicht so gewählt werden, dass die Bewegung in e verschwindet, wenn das Schwungrad seine normale Geschwindigkeit hat. Ist dies der Fall, so erhält das Rad e eine Rechtsdrehung oder eine Linksdrehung, je nachdem die Geschwindigkeit der Schwungradswelle grösser oder kleiner als die normale ist. f ist ein Rad, das in e eingreift, g eine Schraube ohne Ende, h das Wurmrad, das an der Axe der Einlassklappe befestigt ist. Hat das Schwungrad die normale Geschwindigkeit, so hört die Bewegung in e auf und bleibt folglich die Drehklappe stehen, wird die Geschwindigkeit der Schwungradsaxe grösser oder kleiner als die normale, so tritt sogleich in e und folglich auch in der Drehklappe eine Bewegung nach der einen oder nach der entgegengesetzten Richtung ein, je nachdem die Schwungradsgeschwindigkeit grösser oder kleiner als die normale geworden ist.

Erklärung der in den Resultaten für den Maschinenbau von Seite 228 bis 255, vierte Auflage, enthaltenen Formeln und Tabellen.

Diese Formelsysteme stimmen im Wesentlichen mit denjenigen überein, welche wir in der Theorie der Dampfmaschinen hergeleitet haben. Dieselben können gebraucht werden, um verschiedene die Dampfmaschinen betreffende Fragen zu beantworten. Ueber die Ausdrücke für den schädlichen Widerstand r sind bereits Seite 525

die erforderlichen Erklärungen gegeben worden. Die Tabellen bedürfen einiger Erklärungen. Dieselben geben für die Hauptarten von Maschinen: 1) den Durchmesser des Dampfcylinders, 2) das Verhältniss zwischen dem Kolbenschub und dem Cylinderdurchmesser, 3) die Kolbengeschwindigkeit, 4) die Anzahl der Umdrehungen der Kurbelwelle, 5) den Querschnitt des Cylinders für jede Pferdekraft, 6) die Dampfmenge für jede Pferdekraft in einer Sekunde, 7) die Heizfläche des Kessels für eine Pferdekraft, 8) den Steinkohlenverbrauch in der Stunde für jede Pferdekraft. In der Ueberschrift jeder Tabelle ist eine gewisse Dampfspannung angegeben. Diese Tabellen sind vermittelst der theoretischen Formeln mit möglichster Genauigkeit berechnet worden, insbesondere mit Berücksichtigung der schädlichen Widerstände r und der Dampfverluste zwischen Kolben und Cylinder. Die Dampfspannung der Ueberschrift ist diejenige, welche vorhanden sein muss, wenn bei Maschinen, die nach diesen Tabellen ausgeführt werden, der reale Effekt mit dem sogenannten Nominaleffekt übereinstimmen soll. Man unterscheidet nämlich unvernünftiger Weise Realeffekt und Nominaleffekt. Dieser verwirrende Unterschied rührt aus der Zeit her, in der man es noch nicht verstand, die Effekte der Dampfmaschinen genauer zu berechnen oder zu messen, in der daher ihre Leistungen durch Schätzung bestimmt wurden. Namentlich war dies der Fall bei den *Watt*'schen Maschinen. Diese Leistungen wurden aber meistens unterschätzt, man machte später die Erfahrung, dass die thatsächlichen Leistungen gewöhnlich um die Hälfte grösser sind, als die durch Schätzung angegebenen, und nannte nun diese geschätzten Leistungen den Nominaleffekt, die wahren thatsächlichen Leistungen dagegen den Realeffekt. Die beiden Effekte stimmen überein, wenn die Dampfspannung einen gewissen Werth hat, der niedriger ist als derjenige, mit welchem die Maschinen gewöhnlich arbeiten. In der Ueberschrift der Tabelle für Watt'sche Maschinen, Seite 239, ist z. B. eine Dampfspannung von nur $8330^{\text{Kl}'\text{s}}$ pro 1^{qm} angegeben, das will sagen: die Dimensionen, welche Watt seinen Maschinen gegeben hat (und die mit denen, welche unsere Regeln geben, übereinstimmen) sind von der Art, dass bei der in der Tabelle angegebenen Kolbengeschwindigkeit die wirkliche Effektleistung schon so gross wird, als der Nominaleffekt ausspricht, wenn die Dampfspannung im Cylinder nur $8330^{\text{Kl}'\text{s}}$ pro Quadratmeter beträgt. Da aber die Watt'schen Maschinen in der Regel mit einer Spannung von circa $\left(1 + \frac{1}{4}\right)$ Atmosphären arbeiten, so ist die gewöhnliche Leistung der Maschine um circa die

Hälfte grösser als der Nominaleffekt. Nach dieser Tabelle erhalten also die Maschinen Dimensionen, bei welchen es leicht möglich ist, beträchtlich grössere Effekte zu erzielen, als der Nominaleffekt aussagt, natürlich mit einem grösseren Dampfaufwand.

Bei Berechnung der Heizfläche des Kessels ist die Dampfmenge zu Grunde gelegt worden, die die Maschine für jede Pferdekraft pro 1 Stunde bedarf, und da diese Dampfmengen je nach der Grösse der Maschinen und nach der Wirkungsweise des Dampfes verschieden sind, so ist die Heizfläche pro 1 Pferdekraft nich constant, sondern für kleine Maschinen grösser als für grosse, und für die guten Arten von Maschinen kleiner als für die schlechten oder minder guten. Der Brennstoffverbrauch pro Pferdekraft und pro Stunde ist ebenfalls nach dem Dampfbedarf berechnet, ist daher der in der Tabelle angegebenen Heizfläche pro Pferdekraft proportional.

Die Tabellen Seite 240, 244, 247, 250, 253 geben für die Hauptarten von Maschinen Verhältnisszahlen, wodurch alle einzelnen Detailabmessungen durch den Cylinderdurchmesser ausgedrückt sind. Diese Verhältnisszahlen beruhen auf dem leicht nachweisbar richtigen Satz, dass zwei in aller und jeder Hinsicht geometrisch ähnlich angeordnete Maschinen bei nahezu gleicher Geschwindigkeit und gleicher Dampfspannung richtige Detailabmessungen besitzen.

Dieser Satz ist von jeher und gewöhnlich ohne zu wissen dass er richtig ist, angewendet worden. Es ist durch diesen Satz die Anordnung der Dampfmaschinen und das Entwerfen derselben blos auf ein Copiren im grossen oder kleinen Maassstab von bereits bekannten Anordnungen zurückgeführt; wenn man sich unserer Regeln bedient, braucht man daher zur Anordnung und Ausführung der Dampfmaschinen keinerlei wissenschaftliche Mittel, sondern nur gute Werkzeuge, Hobel, Drehbank etc. Jede mit guten Werkzeugen und mit guten Arbeitern versehene Werkstätte kann daher vortreffliche Dampfmaschinen fast ohne wissenschaftliche Kenntnisse entwerfen und ausführen, während für hydraulische Kraftmaschinen die reine Empirie wenigstens für den Entwurf derselben nicht hinreicht. Die wenigsten Maschinenwerkstätten verstehen es, ein Wasserrad für einen vorgelegten Fall richtig und gut anzuordnen.

Allgemeine Grundsätze für den Bau der Dampfmaschinen.

Hinsichtlich des Baues der Maschinen können wir dieselben in zwei Klassen eintheilen; nämlich in solche, die entweder gar kein Fundament oder nur ein ganz leichtes erfordern, und in solche, die ein solides Steinfundament bedürfen. Bei den ersteren werden alle unbeweglichen Bestandtheile gegen ein gewöhnlich aus Gusseisen, zuweilen aber auch aus Schmiedeeisen hergestelltes Gestell, das aus einem Stück besteht oder aus mehreren Stücken zu einem einzigen Körper verbunden ist, befestigt, so dass diese Bestandtheile ihre relative Lage gegen einander nicht ändern können. Derlei Maschinen erfordern eigentlich gar kein Fundament, können wie ein Zimmermöbel überall hingestellt werden, ja wenn man will, kann man solche Maschinen in die Luft aufhängen, wie dies bei den Lokomotiven in der That der Fall ist, denn bei diesen werden die beiden Maschinen an einem Rahmenbau befestigt, welcher mit Federn aufgehängt und durch die Lauf- und Triebaxen getragen wird. Bei der zweiten Art von Maschinen wird die Verbindung der unbeweglichen Bestandtheile mit einander nicht durch ein eisernes Gestell, sondern durch Mauerwerke und Steinfundamente bewirkt. Dies ist insbesondere der Fall bei den grösseren Balanciermaschinen, die eine so grosse Ausdehnung haben, dass eiserne Gestelle kaum mehr in der erforderlichen Grösse hergestellt werden könnten. Diese Maschinen erfordern äusserst solide und massige Fundamente und sehr feste Verbindungen der unbeweglichen Bestandtheile mit dem Fundamente. Um dies zu erklären, wollen wir beispielsweise eine grössere Balancier-Dampfmaschine betrachten. Wenn der Dampf oben in den Cylinder eintritt, presst er nicht nur gegen den Kolben, sondern auch gegen den obern Deckel des Cylinders. Damit der Deckel nicht vom Cylinder weggerissen wird, muss derselbe mit dem Cylinder vermittelst Schrauben so fest verbunden werden, dass die Bolzen durch den Dampfdruck nicht abgerissen werden. Damit aber der Cylinder durch diesen Deckeldruck nicht vom Fundament weggerissen wird, muss derselbe mit dem Fundament durch Stangen verbunden werden, die durch das ganze Fundament hinabgehen, damit aber endlich der Cylinder mit dem Fundament nicht aus dem Boden gehoben wird, muss das Gewicht des Fundamentes und Cylinders zusammen grösser sein, als der Dampfdruck gegen den Deckel. Aehnlich verhält es sich auch mit den Lagern der Balancieraxe. Wenn der Kolben in die Höhe geht, wird die Axe des Balanciers gegen den Deckel der Axenlager mit einer Kraft nach

aufwärts getrieben, die gleich ist dem zweifachen Druck des Dampfes gegen den Kolben, weniger dem Gewicht des Balanciers. Wegen dieses Axendruckes gegen den Lagerdeckel müssen zunächst die Deckelschrauben fest genug sein, müssen ferner die Axenlager mit den stützenden Säulen und diese mit dem Säulenfundament verschraubt werden und muss dieses letztere so schwer sein, dass es durch jenen Axendruck nicht gehoben wird. Endlich ist für eine äusserst solide Lagerung und Befestigung des Kurbellagers zu sorgen, denn wenn der Kolben nach abwärts geht, wird die Schwungradsaxe gewaltig in die Höhe getrieben, sind die Deckelschrauben zu schwach, so werden sie abgerissen, gehen die Lagerschrauben nicht durch das ganze Fundament herab, so wird das Lager vom Fundament weggerissen. Ist das Gewicht des Fundaments nicht grösser als der Druck der Axe gegen den Lagerdeckel, so wird das ganze Fundament mit gehoben. An diesem Beispiel ist zu ersehen, dass man diese zweite Bauart, welche Fundamente erfordert, möglichst vermeiden soll, denn sie verursacht sehr viele Schwierigkeiten und Kosten. Die einfachste, solideste und am leichtesten ausführbare Bauart wird nun erzielt, wenn man zunächst für eine möglichst solide Lagerung der Schwungradswelle sorgt und dann den Dampfcylinder so direkt als möglich mit den Lagern der Schwungradswelle durch Stangen, Schilde oder Gestellrahmen verbindet. Dieses Bausystem empfiehlt sich insbesondere auch für Dampfschiffsmaschinen und wird auch in neuerer Zeit ganz konsequent befolgt. Die Maschinen für Schraubenschiffe sind Möbelmaschinen, der Unterbau hat nichts zu thun, als das Gewicht der Maschine zu tragen. Bei den Rädermaschinen wird von Schiffswand zu Schiffswand durch einen Rahmenbau eine Brücke gebildet, an welcher die Grundplatte der Maschinencylinder vermittelst schmiedeeiserner Stangen, von verhältnissmässig nicht sehr starkem Querschnitt, aufgehängt wird, so dass streng genommen ein Unterbau zum Tragen gar nicht nothwendig wäre. Die alten Schiffsmaschinen und namentlich die Watt'schen, welche eine so grosse Verbreitung hatten, waren alle fehlerhaft erbaut; es waren wohl Möbelmaschinen, aber sie wurden an den Schiffsboden angeschraubt und die verschiedenen Kurbellager waren gar nicht direkt unter sich, noch mit den Schiffswänden verbunden. Wesentlich für die Solidität des Baues ist auch der Mechanismus zur Verwandlung der Kolbenbewegung in eine rotirende; die direktest wirkende mit Gleitstücken, Schubstange und Kurbel ist ohnstreitig die einfachste, solideste und beste. Der Balanciermechanismus ist kostspielig, unsolid, weitläufig, hat aber allerdings die angenehme Eigenschaft, dass man so leicht eine be-

liebige Anzahl von Kolben und anderen Stangen mit beliebiger Geschwindigkeit bewegen kann. Günstig für die Solidität des Baues ist es, wenn die Schwungradswelle nicht hoch in die Luft, sondern tief unten an den Boden des Maschinenhauses gelegt wird.

Schliesslich ist noch zu sagen, dass diese allgemeinen Grundsätze über den Bau der Maschinen nur bei grösseren Maschinen wesentlich zu beachten sind. Bei kleinen Maschinen kann man so zu sagen alles Mögliche machen, kann man gleichsam spielen. Dies gilt überhaupt für den ganzen Maschinenbau.

Spezielle Maschinenanordnungen.

Wir wollen einige spezielle Maschinenanordnungen beschreiben und ihre Vortheile und Nachtheile bezeichnen.

Die einfache Horizontalmaschine ohne Condensation, mit oder ohne Expansion. Der Cylinder liegt horizontal auf einem gusseisernen Rahmen, an welchen auch die Geradführung der Kolbenstange und das Kurbellager befestigt werden. Die Steuerungsschieber liegen neben dem Cylinder und werden direkt von der Schwungradswelle aus vermittelst Excentern bewegt. Einer dieser Excenter kann gleich zur Bewegung der Speisepumpe benützt werden. Diese Disposition lässt hinsichtlich der Einfachheit und Solidität, so wie auch wegen der bequemen Bedienung nichts zu wünschen übrig, ist sehr verbreitet und dürfte allmählig alle anderen Dispositionen verdrängen. Man hat oftmals die horizontale Lage des Cylinders in so ferne getadelt, weil der Kolben durch sein Gewicht nach unten stärker gegen die Cylinderwand drückt als nach oben. Allein diese Einwendung ist von keinerlei Belang, wie die vielen tausend Lokomotivmaschinen beweisen.

Horizontale Doppelmaschine mit Condensation und Expansion. Jede einzelne von den beiden Maschinen ist in ähnlicher Weise angeordnet, wie die oben beschriebene. Die mit zwei unter rechtem Winkel gegeneinander gestellten Kurbeln versehene Schwungradswelle liegt in Lagern, die sich an den zwei Rahmen der Maschine befinden. Von der Schwungradswelle aus wird mit Stirn- oder Kegelräder auf die Transmission übersetzt. Die Steuerungen liegen neben den Cylindern einander zugewendet und werden direkt durch Excenter bewegt. Fatal ist bei dieser Disposition der Betrieb des Condensationsapparates. Gewöhnlich wird der Condensationsapparat

in einer ausgemauerten Grube aufgestellt, die sich unterhalb der Kurbel befindet und wird die Bewegung der Luftpumpe durch eine Gegenkurbel bewirkt. Zuweilen wird die Grube für den Condensator in die Mitte der Maschine verlegt und wird die Bewegung der Luftpumpe durch einen Winkelhebel hervorgebracht, dessen längerer Schenkel von der Traverse der Gleitstücke aus eine Hin- und Herbewegung erhält. Die eine wie die andere Disposition ist nicht gefällig und macht den Eindruck eines Anhängsels. Diese Doppelmaschinen gewähren einen hohen Grad von Gleichförmigkeit der Bewegung, was bei starken Expansionen sehr wichtig ist. Eine stark expandirende Maschine mit nur *einem* Cylinder gibt nie eine geschmeidige Bewegung, wie gross und schwer man auch das Schwungrad machen mag. Für den Betrieb von grösseren Fabriken werden wohl schliesslich diese Doppelmaschinen alle anderen Anordnungen verdrängen.

Die Maschine von Maudslay. Der Cylinder ist vertikal und befindet sich auf einem gehäuseartigen gusseisernen Piedestal. Die Welle liegt entweder ganz unten am Boden oder in einiger Höhe über demselben in Lagern, welche am Gestell befestigt werden. Die Kolbenbewegung wird vermittelst einer Traverse und zweier Hängestangen nach der Kurbelwelle herab übertragen. Zur Führung der Kolbenstange sind besondere Schilde angebracht. Bei den von Maudslay konstruirten Maschinen wird Condensation angewendet, und befinden sich die Gefässe dieses Apparates im Hohlraum des Fussgestelles. Das Ansehen der Maschine ist sehr gefällig, in jeder anderen Hinsicht ist diese Disposition nicht zu empfehlen. Sie gewährt wenig Solidität, ist komplizirt, unbequem zu bedienen und kostspielig. Wird nicht mehr angewendet.

Die Maschine von Saulnier. Die Disposition ist ähnlich wie bei der Maschine von Maudslay. Der Sockel ist gleichsam nur ein niedriger Schemel. Durch denselben geht die Kurbelwelle. Die Geradführung wird durch vier Säulen gehalten und getragen. Condensation wird nicht angewendet. Die Expansion wird durch einen verlängerten Schieber (mit zwei Schiebungen, einer kurzen und einer langen) bewirkt. Diese Anordnung ist wohl einfacher und solider als die von Maudslay, ist aber doch auch ausser Gebrauch gekommen.

Die Maschine von Fairbairn. Das Gestell wird durch eine dicke mit einem Sockel versehene hohle Säule gebildet. Der Cylinder

hängt an der obern Deckplatte des Sockels. Das Kurbellager steht oben auf dem Säulenkapitäl. Die Geradführungen sind an der innern Wand der Säule angeschraubt. Das Aussehen der Maschine ist gefällig, in jeder andern Hinsicht nicht zu empfehlen. Unsolid, unbequem in der Bedienung etc.

Umgekehrte Aufstellung. Cylinder oben, Welle unten. Hat keinen anderen Vortheil, als dass die Welle solid gelagert werden kann.

Maschine von Meyer. Der Cylinder steht auf einer Grundplatte, die auf dem Boden des Maschinenhauses liegt. Die Kurbelwelle befindet sich hoch oben und wird durch ein Säulengestell getragen. Die eisernen Horizontalbalken desselben sind in die Seitenmauern des Maschinenhauses eingelegt und eingemauert. Die Luftpumpe wird vermittelst eines grossen Excentrums von der Schwungradswelle aus getrieben. Weitläufige, kostspielige Aufstellung, unsolide Lagerung der Kurbelwelle.

Maschine mit oscyllirendem Cylinder. Da bei dieser Maschine die Kolbenstange direkt auf die Kurbel einwirkt, also die Schubstange wegfällt, so sind diese Maschinen äusserst compendiös, in jeder andern Hinsicht aber den Maschinen mit unbeweglichem Cylinder nachzusetzen. Für Schiffsmaschinen ist diese Anordnung vortrefflich und werden auch da sehr häufig angewendet. Für den Betrieb von Werkstätten und Fabriken ist ihre Benutzung nicht motivirt.

Woolf'sche Maschine. Heut zu Tage werden keine andern Balanciermaschinen angewendet als Woolf'sche. Von allen älteren Anordnungen von Dampfmaschinen ist dies die einzige, die sich noch gehalten hat, und auch mit Recht. Der Brennstoff wird mit dieser Maschine vortheilhaft verwendet, indem starke Expansionen angewendet werden und Condensation vorhanden ist. Die Gleichförmigkeit der Bewegung ist viel grösser, als bei Expansionsmaschinen mit nur einem Cylinder. Die Dampfcylinder sind mit Dampfheizung und anderen gegen Abkühlung schützenden Umhüllungen versehen. Die Spannung des Dampfes beträgt in der Regel nicht mehr als ungefähr 2 Atmosphären, die Kessel sind daher ohne Schwierigkeit fest herstellbar. Die Anwendung des Balanciers ist hier wegen der vielen Kolbenstangen vollkommen motivirt.

Wenn die Maschine gut ausgeführt und sorgfältig aufgestellt ist, muss sie nothwendig gute Leistungen hervorbringen. Die Schwierigkeiten der Ausführung und Aufstellung werden aber doch

zuletzt auch diese Maschine zu Fall bringen, so dass man einstens zum Betrieb der Werkstätten und Fabriken nur noch Maschinen mit horizontal liegenden Cylindern gebrauchen wird.

Direkt rotirende Maschinen. Von jeher war man bemüht, direkt rotirende Maschinen, d. h. solche Maschinen zu Stande zu bringen, bei welchen durch den Druck des Dampfes ohne irgend eine Maschinengliederung eine rotirende Bewegung einer Axe hervorgebracht würde. Diese Maschinen bestehen im Wesentlichen aus einer cylindrischen mit einer concentrischen oder excentrischen Axe versehenen Trommel, an welcher Axe ein Flügel oder ein irgend anders gestalteter Receptor befestigt ist, gegen welchen der Dampf drückt und mit ihm die Welle herumtreibt. Eine praktisch befriedigende Konstruktion ist aber bis jetzt noch nicht zu Stande gekommen, was sehr zu bedauern ist, denn eine derartige Maschinenkonstruktion würde zwar nicht für den Werkstätten- oder Fabrikbetrieb, wohl aber für Lokomotive und Dampfschiffe von ungemein grossem Werth sein. Die Bestrebungen sind stets an der Konstruktion eines rotirenden Kolbens gescheitert und es ist wenig Hoffnung vorhanden, dass eine solche Konstruktion jemals gelingen wird.

Lokomobile. Unter dieser Benennung versteht man eine vollständige Dampfmaschineneinrichtung mit Kessel und Maschine, die auf einem Wagen angebracht ist, vermittelst welchem das Ganze durch Pferdekraft an den Ort geschafft werden kann, wo die Maschine in Thätigkeit gesetzt werden soll. Diese Lokomobilen sind für den Betrieb von landwirthschaftlichen Maschinen, so wie auch bei Ausführung von Wasserbauten sehr nützlich und finden immer mehr und mehr Anwendung und Verbreitung. Der Kessel wird ähnlich konstruirt wie ein Lokomotivkessel. Die Maschine wird in horizontaler Lage oben an dem Kessel befestigt und wird möglichst einfach ohne Condensation und ohne Expansion eingerichtet.

Konstruktive Details.

Im ersten Band des Maschinenbaues ist die Konstruktion aller Maschinenorgane und Maschinenbestandtheile so vollständig und gründlich behandelt worden, dass uns in dieser Hinsicht nicht mehr viel Neues zu sagen übrig bleibt. Was wir noch zu sagen haben, betrifft vorzugsweise die praktische Ausführung.

Das Wichtigste ist die Anfertigung des Dampfcylinders. Um einen weichen, leicht bearbeitbaren Guss zu erhalten, wird der Cylinder in getrockneten Lehmformen gegossen. Bei kleinen Maschinen wird der Dampfkanal und auch der Schieberkasten angegossen. Bei grossen Maschinen werden diese Theile besonders hergestellt und werden an dem Cylinder nur die Einlassöffnungen in der Form von kurzen rechtwinkligen Röhrenstücken angegossen. Der Cylinder wird nicht nur sorgfältigst ausgebohrt, sondern auch ausgeschliffen, zu welchem Behufe gewöhnlich eine etwas ordinäre Prozedur dient. Der ausgebohrte Cylinder wird nämlich auf den Boden der Werkstätte gelegt, dann wird Schmirgel eingestreut, etwas Oel daran gegeben, ein ungefähr nach der innern Rundung des Cylinders gekrümmter schwerer Bleiblock daraufgelegt, mit Stangen angefasst und parallel mit der Axe hin und her geschleift. Von Zeit zu Zeit wird der Cylinder etwas gewendet, damit nach und nach die ganze innere Fläche abgeschliffen wird. Poren und kleinere Unvollkommenheiten des Gusses werden mit Blei oder mit Eisenkitt ausgebessert. Die Cylinderdeckel werden zuweilen hohl gemacht, wodurch sie Festigkeit erhalten und zum Schutz gegen Abkühlung mit Dampf geheizt werden können.

Bei den besten Maschinen wird noch der Cylinder mit einem Mantel umgeben, und wird der Zwischenraum mit Dampf geheizt. Aussen wird der Cylindermantel mit einer Schicht von schlechten Wärmeleitern (Filz, Haaren) und mit einer Verschalung von Holz umgeben. Ueber die Einrichtung und Herstellung der Kolben ist bereits das Erforderliche im ersten Band gesagt worden. Bei Niederdruckmaschinen sind noch die Kolben mit Hanfdichtung im Gebrauch, weil dadurch die Cylinder am besten geschont werden. Für Mittel- und Hochdruckmaschinen sind jedoch Kolben mit Metalldichtungen nothwendig. Segmentkolben kommen allmählig ausser Gebrauch, Ringdichtungen werden mehr und mehr vorherrschend. Bei grossen Maschinen werden häufig gewölbte Kolben angewendet, sie gewähren Festigkeit und gestatten, dass die Hülse zum Ankeilen oder Anschrauben der Kolbenstange lang gemacht werden kann, was diese Befestigung begünstiget. Wird der Kolben gewölbt gemacht, so müssen aber die beiden Cylinderdeckel entsprechend, nämlich so geformt werden, dass die innere Fläche der Deckel überall um gleich viel von der Begrenzungsfläche des Kolbens absteht, wenn dieser am Deckel steht. Die Stopfbüchsen werden mit Hanf ausgedichtet.

Damit die Steuerung keinen Dampfverlust verursacht, müssen die Schieber möglichst sorgfältig an die Schleifflächen angepasst

werden. Diese Berührungsflächen werden nicht nur gehobelt, sondern auch mit Schmirgel und Oel geschliffen. Es muss dafür gesorgt werden, dass die Schieber stets korrekt durch den Dampf gegen die Schleifflächen gepresst werden. Der Schieber wird von einem schmiedeeisernen Rahmen so umfasst, dass er durch denselben hin und her geschleppt wird, aber nach der auf der Ebene des Rahmens senkrechten Richtung in dem Rahmen schleift. Sehr misslich ist der Umstand, dass die Berührungsflächen des Schiebers und der Schleifflächen eine reichliche Oelung nicht gestatten, weil das Oel durch den hin und her gehenden Schieber in die Oeffnungen der Dampfkanäle geschoben wird. Um die beträchtliche Kraft, welche die Bewegung des Schiebers erfordert, zu vermindern, hat man zuweilen versucht, den Druck des Dampfes gegen den Schieber durch einen Gegendruck theilweise zu balanciren; aber auch von dieser Mode ist man abgekommen.

Die Führungslineale werden mit der Zeit hohl, weil die Pressung der Gleitstücke gegen dieselben variabel ist. Diese Lineale müssen daher zum Wegnehmen eingerichtet werden, um sie, wenn sie hohl geworden sind, abnehmen und eben schleifen zu können.

Ueber die Schubstangen und Kurbeln ist bereits das Nöthige im ersten Band gesagt worden. Aus Oekonomie werden meistens gusseiserne Kurbeln angewendet. Schmiedeeiserne verdienen aber entschieden den Vorzug.

Bei Balanciermaschinen werden gewöhnlich zur Geradführung der Kolbenstange Parallelogramme angewendet. Die Herstellung derselben verursacht sehr viele, sehr schwierige und kostspielige Arbeiten. In neuerer Zeit ersetzt man desshalb oftmals die Parallelogramme durch Schleifführungen.

Bei Horizontalmaschinen müssen die Kurbellager mit vier Backenstücken ausgefüttert werden. Die oben und unten anliegenden Backen werden durch das Anziehen der Deckelschrauben angepresst und sind wegen des Gewichtes des Schwungrades und der Welle nothwendig. Die seitlich anliegenden Backen werden durch eingelegte Keile angedrückt und müssen vorhanden sein, weil die Welle wegen der horizontalen Lage des Cylinders horizontal hin und her gezerrt wird.

Das Wichtigste und Unerlässlichste bei einer Dampfmaschine ist eine höchst sublime Ausführung und bestes Konstruktionsmaterial. Der Dampfmaschinenbau erfordert geschickte Arbeiter und gute Arbeitsmaschinen. Handarbeit ist nur für solche Theile zulässig, die für das Auge rein geformt erscheinen sollen, die aber nicht mitfunktioniren. Die Flächen, in welchen sich die beweglichen

Maschinenorgane berühren, können nur vermittelst vortrefflicher Arbeitsmaschinen die erforderliche Genauigkeit erhalten. Zur Herstellung von guten Dampfmaschinenanlagen ist nicht viel Wissenschaft, dagegen aber sind vorzügliche Werkstätteneinrichtungen und grosse Virtuosität von Seiten der Arbeiter erforderlich.

Aufstellung der Dampfmaschinen.

Ueber die Aufstellung der Möbelmaschinen ist nicht viel zu sagen. Dieselbe geschieht in der Werkstätte, indem man das Maschinengestell herstellt und dann alle Bestandtheile der Maschine an das Gestell anlegt und anschraubt. Dabei kommt es wesentlich darauf an, den Gestellbau so einzurichten und anzuordnen, dass gewisse Theile, gegen welche die Cylinder und die Lager befestigt werden sollen, auf Maschinen bearbeitet werden können. Bei Schiffsmaschinen werden z. B. die Kurbelaxenlager an die Lagerbrücken angegossen, weil es kaum möglich ist, an einem so grossen Gussstück die Lagerplatten auf Hobelmaschinen zu bearbeiten. Die Lagerhöhlungen und Lagerschalen werden dann vermittelst einer Bohraxe mitsammen ausgebohrt, wodurch man es dahin bringt, dass die geometrischen Axen aller Lagerhöhlungen in eine und dieselbe gerade Linie fallen.

Belehrend ist die Aufstellung einer Balancierdampfmaschine, daher wir hierüber einige wesentliche Andeutungen geben wollen. Zuerst wird das Maschinenhaus hergestellt und werden in demselben die Quadersätze aufgeführt, auf welchen der Cylinder, die Balancierträger (gewöhnlich Säulen) und das Kurbelaxenlager aufzustellen sind. So wie die Umfassungsmauern des Maschinenhauses die Höhe erreicht haben, wo das gewöhnliche gusseiserne Traggebälk anzubringen ist, wird dieses in die Mauern eingelegt und durch Stangen, welche durch die Mauern gehen, festgeschraubt. Dann werden auf dem mittleren Quadersatz die Stellen bezeichnet, wo die Tragsäulen aufzustellen sind und werden durch diesen Quadersatz die Löcher hinabgetrieben, durch welche die Stangen zur Befestigung der Tragsäulen hinabzulassen und anzukeilen oder anzuschrauben sind. Dann wird auf das Gebälk der Lagerstuhl für die Balancieraxe montirt und endlich der Balancier eingelegt und auf das Sorgfältigste so adjustirt, dass die geometrische Drehungsaxe des Balanciers genau eine horizontale Lage erhält, und dass die mittlere Lageraxe des Balanciers auf der Drehungsaxe senkrecht steht. Bei den weiteren Operationen der Aufstellung leistet dann

der Balancier ähnliche Dienste, wie die Wasserradwelle bei Aufstellung eines Wasserrades. Es werden nämlich vom Balancier aus durch Senkel die Punkte auf den Quadern des Fundaments markirt, wo die Maschinencylinder, die Pumpencylinder und das Kurbellager anzubringen sind und wo die Löcher für die Fundamentstangen hinabzutreiben sind. Sind diese Löcher hergestellt, so werden die Grundplatten gelegt, die Fundamentstangen eingesenkt und vorläufig leicht angezogen, und werden die auf diese Platten zu befestigenden Körper aufgestellt, vorläufig adjustirt und leicht angeschraubt. Nun werden alle diese Theile vermittelst der vom Balancier herabhängenden Senkel so wie auch vermittelst Wasserwagen und Setzlatte auf das Genaueste horizontal oder vertikal adjustirt und werden schliesslich alle Schrauben und Keilungen fest angezogen. Die Montirung der kleineren Details bedarf keiner Erklärung. Der Hauptvortheil der Montirung besteht hier darin, dass man den Balancier so bald als möglich in seine richtige Lage bringt und dass dann alle andern Theile nach dem Balancier gerichtet werden.

ZEHNTER ABSCHNITT.

Die neueren Maschinen zur Benutzung der motorischen Kraft der Wärme.

Kritik der älteren Maschinen.

Die besten von den älteren Dampfmaschinen, welche wir im Vorhergehenden einlässlich studirt haben, erfordern in der Stunde für jede Pferdekraft Nutzleistung 2^{Klg} gute Steinkohlen. Diesem Brennstoffaufwand entspricht ein dynamisches Aequivalent von $2 \times 7000 \times 424 = 5936000^{\mathrm{Klgm}}$. Die stündliche Nutzleistung einer Pferdekraft ist dagegen nur $3600 \times 75 = 270000^{\mathrm{Klgm}}$. Diese letztere beträgt also nur $\frac{270000}{5936000} = \frac{1}{22}$ von der im Brennstoff enthaltenen Leistungsfähigkeit. Es wird also selbst durch diese besten Dampfmaschinen die Wärme der Brennstoffe im höchsten Grade unvollständig ausgenützt, obgleich diese Maschinen so exakt und vollkommen ausgeführt werden, dass in dieser Hinsicht eine Verbesserung kaum mehr denkbar ist. Die Ursache dieser ungünstigen Wärmebenutzung liegt also nicht in der Herstellung der Maschinen, sondern muss in dem Wärmebenutzungsprinzip gesucht werden, und lässt sich in der That leicht ausfindig machen. Zunächst ist die Dampferzeugung mit einer sehr grossen Wärmeverschwendung verbunden, indem diejenige Wärme, welche zur Aenderung des Aggregatzustandes des Wassers erforderlich ist, rein verloren geht, sodann wird bei diesen älteren Maschinen der Dampf, nachdem er gegen den Kolben gewirkt hat, in einem Zustand entlassen oder vernichtet, in dem er noch sehr viel Wärme enthält und Spannkraft besitzt. Dazu kommt noch, dass die Verbrennungsgase der

Kesselfeuerungen mit einer Temperatur von circa 200° in das Kamin entweichen. Fasst man dies Alles zusammen, so wird es begreiflich, dass mit diesen vortrefflich ausgeführten Maschinen nur der 22ste Theil der im Brennstoff enthaltenen Wärme nutzbringend gemacht wird; zugleich erhalten wir aber durch diese Kritik der älteren Maschinen Winke, die zu Verbesserungen führen könnten; wir wollen daher diese Spuren zu verfolgen suchen.

Maschinen mit überhitztem Dampf.

Ein Kubikmeter voll Flüssigkeit einer bestimmten Art ist in rein mechanistischer Hinsicht so viel werth, als ein Kubikmeter Flüssigkeit einer andern Art, vorausgesetzt, dass beide Flüssigkeiten gleich grosse Spannkraft haben. Bilden wir zuerst einen Kubikmeter Kesseldampf von nur einer Atmosphäre Spannkraft, schliessen diesen Dampf in ein besonderes Gefäss ein und erhitzen denselben bis eine Spannkraft von n Atmosphären eintritt, so erhalten wir *Einen* Kubikmeter überhitzten Dampf von n Atmosphären Spannkraft, der eine eben so grosse mechanistische Wirkung hervorzubringen vermag, als Ein Kubikmeter Kesseldampf, dessen Bildung aber weniger Wärme erfordert, als die Bildung des Kesseldampfes. Dies wollen wir zunächst nachweisen.

Ein Kubikmeter Kesseldampf von einer Atmosphäre Spannkraft wiegt nahe $0{\cdot}6^{\text{Kls}}$ und erfordert (nach der Watt'schen Regel) zu seiner Bildung aus Wasser von 0° Temperatur $650 \times 0{\cdot}6 = 390$ Wärmeeinheiten. Um diesen Kubikmeter Kesseldampf von einer Atmosphäre Spannkraft, also von 100° Temperatur in überhitzten Dampf von n Atmosphären zu verwandeln, muss er auf eine Temperatur t gebracht werden, die durch folgenden Ausdruck bestimmt wird:

$$1 + \alpha\, t = n\,(1 + 100\,\alpha)$$

demnach:

$$t = 100\, n + \frac{n-1}{\alpha}$$

oder es muss eine Temperaturerhöhung von

$$t - 100 = (n-1)\left(100 + \frac{1}{\alpha}\right)$$

hervorgebracht werden. Da dieser Kubikmeter Dampf noch immer $0{\cdot}6^{\text{Kls}}$ wiegt und die spezifische Wärme des Wasserdampfes $0{\cdot}475$ ist, so beträgt die zur Temperaturerhöhung erforderliche Wärme-

menge $0{\cdot}6 \times 0{\cdot}475 \times (n - 1) \left(100 + \frac{1}{\alpha}\right)$ Wärmeeinheiten, wobei $\alpha = 0{\cdot}00367$, also $\frac{1}{\alpha} = 273$. Die totale Wärmemenge zur Erzeugung von 1^{Kbm} überhitztem Dampf von n Atmosphären Spannkraft ist demnach: $390 + 106\,n$ Wärmeeinheiten.

Ein Kubikmeter Kesseldampf von n Atmosphären Spannkraft wiegt: $0{\cdot}1427 + 0{\cdot}0000473 \times 10330 \times n = 0{\cdot}1427 + 0{\cdot}4886\,n$ und erfordert nach der Watt'schen Regel eine Wärmemenge von $650\,(0{\cdot}1427 + 0{\cdot}4886\,n) = 92{\cdot}8 + 318\,n$ Wärmeeinheiten. Das Verhältniss der Wärmemenge für $\frac{1^{Kbm} \text{ überhitzten Dampf}}{1^{Kbm} \text{ Kesseldampf}}$ ist demnach:

$$\frac{390 + 106\,n}{92{\cdot}8 + 318\,n}$$

Für n =	2	3	4
wird dieses Verhältniss	0·87	0·70	0·60

Die Anwendung des überhitzten Dampfes verspricht also vom theoretischen Standpunkt aus einige Vortheile. Allein die Realisirung dieses Gedankens dürfte schwerlich in befriedigender Weise gelingen. Der Apparat zur Erzeugung des überhitzten Dampfes ist viel komplizirter, als der eines gewöhnlichen Dampfkessels, verspricht wenig Raum und die Dampfmaschine mit der Benutzung des überhitzten Dampfes wird wegen der hohen Temperatur desselben auch viele praktische Schwierigkeiten verursachen, est ist also wenig Aussicht vorhanden, dass durch die Anwendung von überhitztem Dampf erhebliche praktische Vortheile erzielt werden können.

Schwefelätherdampfmaschine.

Der Schwefeläther ist eine sehr leicht verdampfbare, aber äusserst flüchtige und leicht entzündbare, tropfbare Flüssigkeit. Die Verdampfungswärme ist nur 168 Wärmeeinheiten, seine Siedetemperatur + 36°. Da nun die Anwendung des Wasserdampfes vorzugsweise wegen seiner grossen Verdampfungswärme nachtheilig ist, so unterliegt es keinem Zweifel, dass (abgesehen vom Ankaufspreis) der Schwefeläther als eine vielversprechende Substanz erscheint. Derlei Schwefeläthermaschinen sind in neuerer Zeit von einem französischen Ingenieur *Du Tremblay* in ganz grossem Maassstabe für Fabriken und für Dampfschiffe erbaut worden.

Die Skizze Tafel XXIX., Fig. 5 gibt ein Bild einer solchen mit einer gewöhnlichen Wasserdampfmaschine kombinirten Aethermaschine. Da die Verdampfung des Schwefeläthers durch Verbrennungsgase im höchsten Grade feuergefährlich ist, wendet Du Tremblay zu diesem Behufe Wasserdampf an, wodurch aber die Einrichtung sehr komplizirt wird.

Fig. 5. a ist ein gewöhnlicher Wasserdampfkessel, b eine ganz gewöhnlich eingerichtete Wasserdampf-Expansionsmaschine, c ein Generator, welcher flüssigen Schwefeläther enthält, der durch den aus b entweichenden Wasserdampf zum Verdampfen gebracht wird. Dieser Generator ist ähnlich wie ein Hall'scher Condensator eingerichtet, enthält also eine sehr grosse Anzahl von engen dünnwandigen Kupferröhren, die von flüssigem Schwefeläther umgeben sind und von Wasserdampf durchströmt werden, dadurch wird der Schwefeläther verdampft, der Wasserdampf dagegen condensirt. Das durch die Condensation entstehende Wasser wird durch eine kleine von der Schwungradswelle aus getriebene Pumpe d in den Kessel a zurückgetrieben. Der Schwefelätherdampf geht dagegen in die Maschine e über, die wie eine Wasserdampf-Expansionsmaschine eingerichtet ist. Aus der Maschine e entweicht der Schwefelätherdampf in einen Röhrencondensator *f*, wird durch Abkühlung der Wände vermittelst kalten Wassers condensirt und durch eine kleine Pumpe g in den Generator zurückgebracht. Eine Pumpe h liefert das Condensationswasser für die Condensation des Schwefeläthers in *f*. Abgesehen von den Flüssigkeitsverlusten, die durch unvollkommene Dichtungen entstehen, wird die Maschine nur einmal mit Wasser und mit Schwefeläther versehen, und während des Ganges der Maschine cirkuliren diese Flüssigkeiten bald in tropfbarer, bald in ausdehnsamer Form in der Maschine umher.

Ungeachtet aller Sorgfalt, die auf die Einrichtung der Dichtungen verwendet wurde, gelang es doch nicht, die Verschlüsse dauernd so vollkommen herzustellen, dass keine merklichen Entweichungen von Schwefelätherdampf statt gefunden hätten. Die Maschine blieb feuergefährlich und der Betrieb wird durch die Verluste an Aether kostspielig, so wie auch wegen ihrer komplizirten Zusammensetzung krafterschöpfend. Das Unternehmen scheiterte und wird wohl nicht mehr eine Wiederholung finden.

Die Luftexpansionsmaschine des Verfassers.

Ein Kubikmeter atmosphärische Luft von n Atmosphären Spannkraft hat den gleichen motorischen Werth, wie ein Kubikmeter Wasserdampf von der gleichen Spannkraft. Allein die Lufterzeugung erfordert weniger Kraft und Wärme als die Dampferzeugung, indem bei ersterer eine Aenderung eines Aggregatzustandes nicht vorkommt. Hierauf gründet sich die von dem Verfasser erdachte Luftexpansionsmaschine, die im Wesentlichen folgende Einrichtung erhalten hat.

Tafel XXIX., Fig. 6. a ist eine Luftcompressionsmaschine, deren Einrichtung im Wesentlichen mit jener eines Cylindergebläses übereinstimmt, b ein Calorifer (nach dem Gegenstromprinzip eingerichtet), c die Luftexpansionsmaschine mit Ventilsteuerung. Dieselbe ist wie eine gewöhnliche Wasserdampfexpansionsmaschine angeordnet. Die beiden Maschinen stehen mit einer Welle d in Verbindung, die mit zwei unter rechtem Winkel gegen einander gestellte Kurbeln und mit einem Schwungrad nebst Transmissionsrad versehen ist. Die Luftpumpe a saugt bei α reine kalte atmosphärische Luft ein, comprimirt dieselbe, treibt die kalte comprimirte Luft durch den Calorifer b, wobei die Luft erhitzt und ohne Aenderung der Spannkraft ausgedehnt wird, um zuletzt die Luftexpansionsmaschine c zu treiben und schliesslich aus derselben bei β zu entweichen. Die Luftpumpe erschöpft Kraft, die Maschine c wirkt motorisch. Die Nutzleistung der Maschine wird durch die Differenz zwischen der Kraftproduktion von c und der Kraftkonsumtion von a bestimmt.

Im Beharrungszustand der Bewegung der Maschine wird bei jeder Umdrehung der Schwungradswelle dem Gewicht nach eben so viel Luft in den Calorifer getrieben, als in der gleichen Zeit durch den Arbeitscylinder c aus dem Calorifer entfernt wird. Im Beharrungszustand der Bewegung tritt also in dem Calorifer keine Aenderung der Spannkraft ein. Im Beharrungszustand der Bewegung muss im Calorifer eine Spannkraft eintreten, die im Stande ist, den gesammten Widerständen, welche der Bewegung der Maschine entgegenwirken, das Gleichgewicht zu halten. Diese Spannkraft ist demnach unabhängig von der Grösse des Heizapparates, von der Brennstoffmenge, die im Calorifer verbrannt wird und von der Geschwindigkeit der Maschine. Die mittlere Geschwindigkeit der Bewegung (Anzahl der Schwungradsumdrehungen in einer

Minute) richtet sich dagegen nicht nur nach dem mittleren Widerstand, sondern auch nach der Grösse der Heizfläche des Calorifers und nach der Brennstoffmenge, die in jeder Sekunde oder Stunde auf dem Rost des Calorifers verbrannt wird.

Effektberechnung der Maschine. Bei der folgenden Berechnung der Maschine setzen wir voraus: 1) dass ein Beharrungszustand vorhanden sei, 2) dass keine schädlichen Räume vorkommen, 3) dass die eigenen Reibungswiderstände der Maschine vernachlässigt werden dürfen, 4) dass die Spannungs- und Temperaturänderungen der Luft in dem ganzen Apparat nicht nach dem einfachen Mariott'schen Gesetz, sondern nach dem Seite 262 erklärten potenzirten Mariott'schen Gesetz statt finden.

Nennen wir:

F die Heizfläche des Calorifers,

$\mathfrak{C}_1 = 0{\cdot}2377$ die Wärmekapazität der atmosphärischen Luft bei constantem Druck,

$\mathfrak{C} = 0{\cdot}1686$ die Wärmekapazität der atmosphärischen Luft bei constantem Volumen,

$k = \frac{1}{253}$ den Wärmeübergangscoeffizienten auf die Zeitsekunde bezogen,

q die Luftmenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde in den Calorifer getrieben wird,

Q die Luftmenge in Kilogrammen der Verbrennungsgase pro 1″,

A a die Querschnitte des Treibkolbens und des Pumpenkolbens,

L l die Kolbenschübe dieser beiden Kolben,

L_1 den Weg, den der Treibkolben zurücklegt, bis die Absperrung eintritt,

γ_0 das Gewicht von 1^{Kbm} atmosphärischer Luft bei 0° Temperatur und unter dem Druck der Atmosphäre,

R den auf einen Quadratmeter des Arbeitskolbens reduzirten Widerstand, welchen die zu betreibenden Arbeitsmaschinen verursachen,

$\mathfrak{A}$ den Druck der Atmosphäre auf einen Quadratmeter,

p die Spannkraft der Luft im Calorifer,

T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost,

T_1 die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsgase die Heizfläche des Calorifers verlassen und nach dem Kamin strömen,

t_0 die Temperatur, mit welcher die komprimirte Luft in den Calorifer eintritt,

t_1 die Temperatur, mit welcher die Luft den Calorifer verlässt und in den Treibcylinder c eintritt,

t die Temperatur der äussern atmosphärischen Luft,

$\mathfrak{H}$ die Heizkraft des Brennstoffs oder vielmehr die Wärmemenge, welche durch die Verbrennung von einem Kilogramm Brennstoff entwickelt wird,

$e = 2{\cdot}718$ die Basis der natürlichen Logarithmen,

B die Brennstoffmenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde in dem Calorifer verbrannt wird.

Das potenzirte Mariott'sche Gesetz lautet, wie folgt: Wenn eine Luftmasse aus einem Zustand, in welchem ihre Dichte ρ_0, ihre Temperatur Θ_0 und ihre Spannkraft s_0 ist, ohne Aenderung ihres Wärmegehaltes in eine andere Dichte ρ_1 übergeht, so tritt eine Spannkraft s_1 und Temperatur Θ_1 ein und man hat:

$$s_1 = s_0 \left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)^{\mu} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

$$\Theta_1 = (272{\cdot}5 + \Theta_0)\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)^{\mu - 1} - 272{\cdot}5 \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

$$\mu = 1{\cdot}421 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (3)$$

Dabei bedeutet μ das Verhältniss der beiden Wärmekapazitäten der Luft. Die Richtigkeit dieses potenzirten Mariott'schen Gesetzes haben wir Seite 261 nachgewiesen.

Wenn der Kolben der Luftpumpe einen Schub zu machen beginnt, herrscht hinter dem Kolben wie vor dem Kolben ein Druck $\mathfrak{A}$. Hat der Kolben einen Weg x zurückgelegt, so ist der Druck hinter dem Kolben gleich $\mathfrak{A}$, vor dem Kolben dagegen (wegen des potenzirten Mariott'schen Gesetzes) ein gewisser Druck y, der durch folgenden Ausdruck bestimmt wird:

$$y = \mathfrak{A}\left(\frac{1}{1 - x}\right)^{\mu} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

Dieser Werth von y drückt die vor dem Kolben herrschende Spannung aus, bis das Druckventil sich öffnet, was in dem Augenblick geschieht, wenn y gleich p (gleich der Spannung im Calorifer) geworden ist. Nennt man ξ den Weg, den bis dahin der Kolben zurückgelegt hat, so ist:

$$p = \mathfrak{A}\left(\frac{1}{1 - \xi}\right)^{\mu}, \quad \xi = 1 - 1\left(\frac{\mathfrak{A}}{p}\right)^{\frac{1}{\mu}} \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

Es ist ferner: $\int_0^\xi a\, y\, dx$ die Wirkung, welche der Compression entspricht, $a\, p\, (1-\xi)$ die Gegenwirkung vor dem Kolben während des Theils $1-\xi$ der Schublänge, während das Druckventil geöffnet ist. $a\, l\, \mathfrak{A}$ die Wirkung, welche der hinter dem Kolben während des ganzen Schubes wirkende Druck $\mathfrak{A}$ entwickelt. Nennt man w_2 die Wirkung, welche der Compression entspricht, w_1 die totale Wirkung, welche ein Schub erfordert, so findet man:

$$w_2 = \int_0^\xi a\, y\, dx, \quad w_1 = \int_0^\xi a\, y\, dx + a\, p\, (l-\xi) - a\, l\, \mathfrak{A}$$

Setzt man für y den Werth (4) und für ξ den Werth (5), so findet man:

$$w_2 = \frac{a\, l\, \mathfrak{A}}{\mu-1}\left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1\right] \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

$$w_1 = a\, l\, \mathfrak{A}\, \frac{\mu}{\mu-1}\left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1\right] \quad \ldots \quad (7)$$

Diese Wirkungen können auch in anderer Weise ausgedrückt werden. Es ist vermöge (2):

$$\frac{1+\alpha\, t_0}{1+\alpha\, t} = \left(\frac{1}{1-\xi}\right)^{\mu-1} \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

oder wegen (5):

$$\frac{1+\alpha\, t_0}{1+\alpha\, t} = \left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} \quad \ldots\ldots \quad (9)$$

demnach

$$\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1 = \frac{1+\alpha\, t_0}{1+\alpha\, t} - 1 = \frac{\alpha\, (t_0 - t)}{1+\alpha\, t}$$

daher wird:

$$w_2 = a\, l\, \frac{\mathfrak{A}}{\mu-1}\, \frac{\alpha\, (t_0-t)}{1+\alpha\, t} = \frac{a\, l\, \gamma_0}{1+\alpha\, t_0}\, \frac{\mathfrak{A}\, \alpha\, \mathfrak{C}}{\gamma_0\, (\mathfrak{C}_1 - \mathfrak{C})}\, (t_0 - t)$$

wobei $\mu = \frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}}$ das Verhältniss der beiden Wärmekapazitäten $\mathfrak{C}_1$ und $\mathfrak{C}$ für Luft bedeutet und γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter Luft bei 0° Temperatur und unter dem Druck der Atmosphäre.

Nun ist: $\frac{a\, l\, \gamma_0}{1+\alpha\, t} = G$ das Gewicht der atmosphärischen Luft

einer Cylinderfüllung, $\frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\gamma_0\,(\mathfrak{C}_1 - \mathfrak{C})} = \mathfrak{f}$ der motorische Werth einer Wärmeeinheit (das mechanische Wärmeäquivalent), demnach wird:

$$w_2 = G\,\mathfrak{f}\,\mathfrak{C}\,(t_0 - t) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (10)$$

und eben so wird:

$$w_1 = G\,\mathfrak{f}\,\mathfrak{C}_1\,(t_0 - t) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (11)$$

die Wirkungsgrösse, welche zur Bewältigung eines Kolbenschubes nothwendig ist. Diese Gleichungen hätten wir gleich an die Spitze stellen und daraus (6) und (7) herleiten können. Hieraus sieht man aber auch, dass die Wirkung w_2, welche der Compression entspricht, nicht verloren geht, denn durch die Compression geht die Luft von der Temperatur t in t_0 über und dieser Temperaturerhöhung entspricht eine Wirkungsgrösse, die genau gleich w_2 (Gleichung 10) ist.

Nimmt man in den Ausdrücken statt G die Luftmengen, welche in jeder Sekunde komprimirt werden, so sind auch w_2 und w_1 die auf eine Sekunde bezogenen Wirkungsgrössen oder Effekte.

Die Wärmemenge, welche in die Heizröhren des Calorifers eindringen muss, damit die Luft ohne Aenderung ihrer Spannkraft von der Temperatur t_0 bis zu t_1 gebracht wird, ist: $G\,\mathfrak{C}_1\,(t_1 - t_0)$. Der motorische Werth dieser Wärmemenge ist:

$$\mathfrak{f}\,G\,\mathfrak{C}_1\,(t_1 - t_0) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (12)$$

Die Wirkung, welche der Arbeitskolben bei einem ganzen Schub produzirt, ist:

$$W_1 = \int_{L_1}^{L} y\,A\,dx + A\,p\,L_1 - A\,\mathfrak{A}\,L$$

dabei ist: $y = p\left(\frac{L_1}{x}\right)^{\mu}$

Verrichtet man die Integration, so findet man:

$$W_1 = A\,L\,p\left[\frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L}\,\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{\mathfrak{A}}{p}\right] \quad \ldots \quad (13)$$

Nennen wir endlich $\mathfrak{W}_1$ die reine nützliche Wirkung, welche wir durch jede Wärmeeinheit des Brennstoffs gewinnen, so erhalten wir:

$$\mathfrak{W}_1 = \frac{W_1 - w_1}{G\,\mathfrak{C}_1\,(t_1 - t_0)} = \frac{1}{G\,\mathfrak{C}_1\,(t_1 - t_0)} \left\{ \begin{array}{l} A\,L\,p \left[\frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L} \frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{\mathfrak{A}}{p} \right] \\ - a\,l\,\mathfrak{A}\,\frac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 \right] \end{array} \right\} \quad (14)$$

Allein $a\,l\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha\,t}$ ist das Gewicht q_1 einer Füllung des Pumpencylinders, $A\,L_1\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha\,t_1}$ das Gewicht der Luftmenge, die bis zur Absperrung in den Arbeitscylinder eintritt. Da diese Gewichte gleich sind, so hat man:

$$\frac{a\,l\,\gamma_0}{1 + \alpha\,t} = A\,L_1\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha\,t_1} = q_1 \quad \ldots\ldots \quad (15)$$

Hieraus folgt:

$$A\,L\,p = \mathfrak{A}\,q_1\,\frac{L}{L_1}\,\frac{1 + \alpha\,t_1}{\gamma_0}, \qquad a\,l\,\mathfrak{A} = \mathfrak{A}\,q_1\,\frac{1 + \alpha\,t}{\gamma_0}$$

Führt man diese Werthe in (14) ein, so erhält man:

$$\mathfrak{W}_1 = \frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0\,\mathfrak{C}_1\,(t_1 - t_0)} \times$$

$$\left\{ (1 + \alpha\,t_1) \left[1 + \frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{L}{L_1}\,\frac{\mathfrak{A}}{p} \right] - (1 + \alpha\,t)\,\frac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 \right] \right\} \quad (16)$$

Die reine Nutzwirkung, welche einem Kolbenschub entspricht, ist $W_1 - w_1$. Dividirt man diese durch die Zeit $\frac{L}{V}$ eines Schubes, so erhält man den reinen Nutzeffekt. Es ist demnach:

$$E_n = \frac{W_1 - w_1}{\frac{L}{V}} = \frac{V\,(W_1 - w_1)}{L}$$

Setzt man für W_1 und w_1 ihre Werthe, so wird:

$$E_n = A\,p\,V \left\{ \begin{array}{l} \frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L} \frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{\mathfrak{A}}{p} \\ - \frac{a\,l\,\mathfrak{A}}{A\,L\,p}\,\frac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 \right] \end{array} \right\}$$

oder wegen (15):

$$E_n = A\,V\,p \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{L_1}{L} + \dfrac{L_1}{L} \dfrac{1 - \left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{p} \\[2ex] - \dfrac{L_1}{L} \dfrac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_1} \dfrac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 \right] \end{array} \right\} \quad . \; . \quad (17)$$

Vermöge der Bedeutung des Zeichens R ist auch $E_n = R\,A\,V$, demnach:

$$R = p \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{L_1}{L} - \dfrac{L_1}{L} \dfrac{1 - \left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{p} \\[2ex] - \dfrac{L_1}{L} \dfrac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_1} \dfrac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 \right] \end{array} \right\} \quad . \; . \; . \quad (18)$$

Dieser Ausdruck bestimmt also den mittleren Werth R des nützlichen Widerstandes oder wenn R gegeben wäre, die Spannung p der Luft im Calorifer.

Wenn es sich um eine neu zu erbauende Maschine handelt, ist als gegeben anzusehen E_n, p, V u. s. f., zu suchen A, a, F.

Aus (17) folgt:

$$A = \frac{\dfrac{E_n}{V\,p}}{\left\{ \begin{array}{l} \dfrac{L_1}{L} + \dfrac{L_1}{L} \dfrac{1 - \left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{p} \\[2ex] - \dfrac{L_1}{L} \dfrac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_1} \dfrac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 \right] \end{array} \right\}} \quad . \; . \; . \quad (19)$$

Aus (15) ergibt sich dann ferner

$$a = A \frac{p}{\mathfrak{A}} \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_1} \left(\frac{L_1}{L}\right) \frac{L}{l} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (20)$$

$$q = \frac{a\,v\,\gamma_0}{1 + \alpha t} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (21)$$

wobei q die in jeder Sekunde zu erwärmende Luftmenge bedeutet, v die Geschwindigkeit des Pumpenkolbens in einer Sekunde. Zur

Bestimmung der Heizfläche des Calorifers hat man, vorausgesetzt dass derselbe als Gegenstromapparat angeordnet wird,

$$F_s = \frac{1}{k} \frac{\operatorname{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{\frac{1}{Q S} - \frac{1}{q s}} \quad \dots \dots \quad (22)$$

$$Q S = q s \frac{t_1 - t_0}{T_0 - T_1} \quad \dots \dots \dots \quad (23)$$

Die verschiedenen Temperaturzustände der Luft werden durch Gleichung (2) bestimmt.

Es ist:

$$t_0 = \left(t + \frac{1}{\alpha}\right)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\mu - 1} - \frac{1}{\alpha} \quad \dots \dots \quad (24)$$

Den Temperaturunterschied $t_1 - t_0$ hat man durch die Anlage des Calorifers ganz in seiner Macht. Wenn man die Heizfläche gross genug nimmt und hinreichend Brennstoff verbrennt, kann man eine beliebige Luftmenge beliebig erhitzen.

Für die Temperatur $\mathfrak{T}$, die am Ende der Expansion vorhanden ist, hat man:

$$\mathfrak{T} = \left(t_1 + \frac{1}{\alpha}\right)\left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1} - \frac{1}{\alpha} \quad \dots \dots \quad (25)$$

Nennt man endlich p_1 die Spannung am Ende der Expansion, so ist wegen (1):

$$p_1 = p \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu} \quad \dots \dots \quad (26)$$

Maximalverhältnisse. Die Lufterhitzung $t_1 - t_0$ und die Expansion $\left(\frac{L_1}{L}\right)$ sind von einander ganz unabhängig. Wir wollen die vortheilhaftesten Werthe dieser Grössen zu bestimmen suchen.

Die vortheilhafteste Expansion ist offenbar diejenige, bei welcher die Spannkraft der Luft hinter dem Treibkolben am Ende der Expansion glei $\mathfrak{A}$ wird, d. h. wenn $p_1 = \mathfrak{A}$ gesetzt wird. Dann ist aber vermöge (26)

$$\frac{\mathfrak{A}}{p} = \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu} \quad \dots \dots \quad (27)$$

und:

$$\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} = \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu - 1}$$

Der Ausdruck (17) wird demnach:

$$E_n = A\,V\,p \left\{ \frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L} \frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu-1}}{\mu - 1} - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu} - \frac{L_1}{L} \frac{1+\alpha t}{1+\alpha t_1} \frac{\mu}{\mu-1} \left[\left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu-1} - 1 \right] \right\}$$

oder

$$E_n = A\,V\,p\,\frac{L_1}{L}\,\frac{\mu}{\mu-1} \left\{ 1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu-1} - \frac{1+\alpha t}{1+\alpha t_1} \left[\left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu-1} - 1 \right] \right\} \quad . \quad (28)$$

Wegen (25) ist aber:

$$\left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu-1} = \frac{1+\alpha \mathfrak{T}}{1+\alpha t_1} \text{ und } \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu-1} = \frac{1+\alpha t_1}{1+\alpha \mathfrak{T}}$$

ferner:

$$p\,\frac{L_1}{L} = \mathfrak{A}\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{L_1}{L} = \mathfrak{A}\left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu} \frac{L_1}{L} = \mathfrak{A}\left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu-1} = \mathfrak{A}\,\frac{1+\alpha t_1}{1+\alpha \mathfrak{T}}$$

Demnach erhält man:

$$E_n = A\,V\,\mathfrak{A}\,\frac{\mu}{\mu-1}\,\frac{1+\alpha t_1}{1+\alpha \mathfrak{T}} \left[1 - \frac{1+\alpha \mathfrak{T}}{1+\alpha t_1} - \frac{1+\alpha t}{1+\alpha t_1} \left(\frac{1+\alpha t_1}{1+\alpha \mathfrak{T}} - 1 \right) \right]$$

oder endlich:

$$E_n = A\,V\,\mathfrak{A}\,\frac{\mu}{\mu-1}\,\frac{\alpha^2}{(1+\alpha \mathfrak{T})^2}\,(t_1 - \mathfrak{T})\,(\mathfrak{T} - t) \quad . \quad . \quad . \quad (29)$$

Auch findet man:

$$\mathfrak{W}_1 = \frac{\mathfrak{A}\,\alpha^2}{\gamma_0\,(\mathfrak{G}_1 - \mathfrak{G})}\,\frac{(t_1 - \mathfrak{T})\,(\mathfrak{T} - t)}{(1+\alpha \mathfrak{T})^2\,(t_1 - t_0)} \quad . \quad . \quad . \quad (30)$$

Numerische Rechnungen. Um die Leistungen der calorischen Maschine beurtheilen zu können, wollen wir einige numerische Rechnungen durchführen:

Für $\frac{L_1}{L}$ =	0·5	0·6	0·7	0·8
wird $\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu-1}}{\mu-1}$ =	0·603	0·461	0·330	0·213
$\frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L}\,\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu-1}}{\mu-1}$ =	0·803	0·877	0·931	0·970

$$\frac{\mathfrak{A}}{p} = \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu} = 0{\cdot}374 \quad 0{\cdot}506 \quad 0{\cdot}602 \quad 0{\cdot}728$$

$$\frac{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1}{\frac{\mu-1}{\mu}} = 1{\cdot}14 \quad 0{\cdot}71 \quad 0{\cdot}54 \quad 0{\cdot}41$$

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = 2{\cdot}67 \quad 1{\cdot}97 \quad 1{\cdot}66 \quad 1{\cdot}37$$

Obige Werthe von $\frac{L_1}{L}$ sind die vortheilhaftesten Expansionen, die den Werthen von $\frac{p}{\mathfrak{A}}$ entsprechen. Setzt man $t = 10^{\circ}$, so findet man wegen $t_0 = \left(t + \frac{1}{\alpha}\right)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - \frac{1}{\alpha}$:

$$t_0 = 106 \quad 66 \quad 56 \quad 45$$

Nimmt man an, dass die Luft auf 300° erhitzt wird, dass also $t_1 = 300^{\circ}$ ist, so findet man vermittelst (16):

$$\mathfrak{W}_1 = 158 \quad 80 \quad 60 \quad 31 \text{ Kilogrammmeter.}$$

Der motorische Werth einer Wärmeeinheit ist aber $f = 424$, demnach:

$$\frac{\mathfrak{W}_1}{f} = \frac{1}{2{\cdot}7} \quad \frac{1}{5{\cdot}5} \quad \frac{1}{7} \quad \frac{1}{13}$$

Vermittelst der calorischen Maschine wird also $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{13}$ von der Wärme des Brennstoffs benützt, was also günstig ist; allein diese Rechnungen sind unter Voraussetzungen durchgeführt, die niemals realisirt werden können. Es ist der eigene Reibungswiderstand der Maschine und sind alle Wärmeverluste vernachlässiget; die praktisch erzielbaren Resultate müssen daher beträchtlich ungünstiger ausfallen, als diese Berechnungen zeigen.

Allein selbst dann, wenn man annimmt, dass das praktisch Erreichbare nur halb so günstig ist als die Rechnungen angeben, so erscheint doch diese Luftexpansionsmaschine noch günstiger als die Dampfmaschine, und dies hat auch die Erfahrung gezeigt, denn selbst die kleinen *Ericson*'schen Maschinen, die nur schwach expandiren und sehr unvollkommene Erhitzungsapparate haben, konsumiren pro 1 Pferdekraft und pro 1 Stunde nicht mehr als 4^{Klg} Koks, also nicht mehr als die kleinen Dampfmaschinen.

Dass das Prinzip der Luftexpansionsmaschine gut ist, unterliegt gar keinem Zweifel, allein die praktische solide Realisirung desselben ist bis jetzt noch nicht gelungen. Die Heizapparate gehen rasch zu Grunde und die im Innern der Maschine herrschende trockene Hitze ist sehr nachtheilig, indem die Kolben nicht eingefettet werden können und alles trocken und heiss aufeinander laufen muss.

Die ältere calorische Maschine von Ericson.

Diese Maschine, welche der Erfinder in grosser Anzahl und auch in grossem Maassstabe ausgeführt hat, ist nach dem Prinzip der Wirksamkeit der Luft, ähnlich mit der vorhergehenden, namentlich in so ferne sie ebenfalls mit einer Compressionspumpe und mit einem expandirenden Treibcylinder versehen ist. Diese Maschine von Ericson unterscheidet sich jedoch von der des Verfassers in folgenden Dingen: 1) die Maschine von Ericson ist einfachwirkend, 2) sie ist mit keinem Calorifer versehen, sondern die Lufterwärmung geschieht durch den Boden des Treibcylinders, 3) sie ist mit einem sogenannten Regenerator versehen, dessen Einrichtung wir sogleich beschreiben wollen, 4) die Luft wird nur sehr schwach expandirt und auch nicht stark erhitzt. Tafel XXIX., Fig. 7 zeigt die Einrichtung dieser Maschine. a ist ein Feuerherd. In demselben ist der oben offene Treibcylinder b so eingesetzt, dass der Boden und die untern Theile der Umfangswand den Verbrennungsgasen ausgesetzt sind. c ist der Treibkolben. Es ist ein mit einem Boden versehener, mit einem schlechten Wärmeleiter theilweise ausgefüllter Hohlcylinder, der aussen an seinem oberen Rand mit einer aus Graphit bestehenden Dichtung versehen ist. d ist der Compressionscylinder. Er ist unten offen, ist mit einem Ventilkolben e versehen und am obern Deckel ist ein Druckventil *f* vorhanden. Die beiden Kolben c und e sind durch Stangen g g zusammengehängt, so dass sie mitsammen auf und nieder gehen. Diese Bewegung der Kolben wird durch einen aus Hebeln, Schubstangen und Kurbeln bestehenden Mechanismus in die drehende Bewegung der Schwungradswelle verwandelt. Das Schwungrad hat, weil die Maschine einfach wirkt, eine schwere und eine leichte Hälfte. Neben dem Cylinder steht der sogenannte Regenerator. Der einzige wesentliche Bestandtheil desselben ist ein Bündel h von übereinander liegenden Geweben aus Kupferdraht, welche Drähte eine sehr grosse Gesammtoberfläche darbieten, aber nur wenig Kupfermasse, sie werden also leicht er-

hitzt oder abgekühlt. Die Wirkung dieser Netze besteht nun darin, dass man die warme Luft, nachdem sie in der Maschine gewirkt hat, durch diese Netze streichen lässt, wobei sie ihre Wärme theilweise an die Netze abgibt und dieselben erwärmt, sie selbst aber in einem mehr abgekühlten Zustand entweicht. Hierauf lässt man die komprimirte kalte Luft nach entgegengesetzter Richtung durch die erwärmten Netze gehen, so dass sie vorgewärmt, die Netze aber abgekühlt werden. Auf diese Weise wird der entweichenden Luft Wärme entzogen und zum Vorwärmen der kalten komprimirten Luft benutzt. Der Regenerator ist mit zwei Ventilen i und k versehen, die sich nach entgegengesetzter Richtung öffnen. Diese Ventile werden rechtzeitig durch excentrische Scheiben, die an der Schwungradswelle befestigt sind, regiert. Wenn die kalte Luft bei l in den Regenerator eintreten soll, wird i geöffnet, bleibt aber k geschlossen. Wenn die heisse Luft bei m entweichen soll, wird k geöffnet, i geschlossen. Der untere Raum des Regeneratorgefässes kommunizirt mit dem untern Raum des Treibcylinders. Der Raum oberhalb des Druckventils kommunizirt mit l vermittelst einer Röhre, auch kann mit dieser Röhre ein Windkessel in Verbindung gebracht werden, so dass dann stets ein Vorrath von komprimirter Luft vorhanden ist. Verfolgen wir den Gang der Maschine von dem Augenblick an, wenn die Kolben in die Höhe zu gehen anfangen, setzen aber das Vorhandensein des Beharrungszustandes voraus. Wenn die Bewegung beginnt, wird das Ventil i geöffnet, die komprimirte Luft tritt in den Regenerator ein, durchzieht die in diesem Augenblick erwärmten Netze h, gelangt im vorgewärmten Zustand durch den Kanal n in den Cylinder b, wird durch den glühend heissen Boden erhitzt, erlangt grosse Spannkraft, treibt den Kolben c in die Höhe, wodurch auch e in Bewegung geräth und die im Cylinder enthaltene Luft komprimirt wird. Hat der Kolben c einen gewissen Theil seines Schubes zurückgelegt, so wird i geschlossen, wodurch in b Expansion eintritt, bis die Kolben in ihrer höchsten Stellung angelangt sind. Nun wird k geöffnet, die heisse Luft macht nun eine rückgängige Bewegung, durchstreicht die Netze des Regenerators, erwärmt dieselben, kühlt sich selbst ab und entweicht bei m in's Freie. Die Kolben c und e gehen nun niederwärts, indem sie durch die schwere Seite des Schwungrades getrieben werden, und der Pumpenkolben e bewirkt dabei die Einsaugung der kalten atmosphärischen Luft.

Es ist über diese Maschine nicht viel Gutes zu sagen. Dass ein eigentlicher Calorifer weggelassen ist und die Lufterwärmung nur durch den Boden des Treibcylinders statt findet, ist zwar eine

Vereinfachung, zugleich aber eine wahre Versündigung gegen die ächten Grundsätze, nach welchen eine vortheilhafte Benutzung der Wärme der Verbrennungsgase nur durch eine grosse Heizfläche statt finden kann. Dass die Maschine einfach wirkend ist, ist abermals eine Vereinfachung, die jedoch den Nachtheil hat, dass die Maschine für eine bestimmte Kraftleistung ungemein voluminös wird und dass ein Schwungrad mit einer leichten und einer schweren Seite angewendet werden muss. Auch bringt dadurch der Druck der äussern atmosphärischen Luft gegen die Kolben eine Ungleichförmigkeit der Bewegung hervor, indem dieser Druck der Bewewung entgegen wirkt, wenn die Kolben in die Höhe gehen, dagegen die Bewegung beschleuniget, wenn die Kolben nieder gehen. Die Maschine hat einen ganz kleinen Hub, wodurch sie zwar kleiner ausfällt, als wenn der Schub länger wäre, was aber wiederum für die Wirkung nachtheilig ist, insbesondere weil bei so kleinem Hub eine stärkere Expansion nicht zulässig ist. — Die Erwärmung der Luft am Boden des Treibcylinders geschieht während sie den Kolben des Treibcylinders fort treibt, und geschieht sogar auch dann, wenn der Kolben niedergeht und die Luft aus dem Cylinder entweicht. Dies ist abermals ungünstig; die Luft sollte erwärmt werden, bevor sie den Kolben forttreibt und sollte nicht mehr erwärmt, sondern wo möglich abgekühlt werden während der Kolben nieder geht. Der Regenerator ist zwar eine sehr sinnreiche Erfindung, aber eine namhafte Wirkung bringt er nicht hervor. Dies hat nicht nur die Theorie bewiesen, sondern hat auch die Erfahrung gezeigt. Auch wird der Regenerator bei den in neuerer Zeit in Gebrauch gekommenen Maschinen nicht mehr angewendet. Die faktischen Leistungen dieser calorischen Maschine von Ericson haben nicht im Entferntesten das geleistet, was man sich bei einer richtigen Beachtung der wahren Prinzipien versprechen dürfte.

Die neuere calorische Maschine von Ericson.

Diese neuere Maschine von Ericson, Tafel XXX., Fig. 1 ist einfach wirkend, ist mit keinem Regenerator versehen, hat nur einen Cylinder, in welchem jedoch zwei mit Ventilen versehene Kolben in der Weise spielen, dass der Raum zwischen den Kolben abwechselnd vergrössert oder verkleinert wird, wodurch das Einsaugen und Comprimiren der kalten Luft bewirkt wird. Zur Bewegung dieser Kolben ist ein aus Kurbeln, Schubstangen und Hebeln bestehender Mechanismus angewendet. Die Fig. 1 ist eine

theilweise ideale Darstellung dieser Maschine, wodurch die Einrichtung derselben besser verstanden werden kann, als durch eine Darstellung der realen Maschine. a a ist der Maschinencylinder, b b ein gefässförmiger in den Cylinder hineinragender Cylinderdeckel. Das Gefäss enthält eine Rostfeuerung. Die Verbrennungsgase entweichen durch das Rohr c (nachdem sie bei der wirklichen Maschine um a herum cirkulirt sind). d ist ein Ventil, durch dessen Oeffnung die Luft aus dem Cylinder a entlassen wird, nachdem sie in der Maschine gewirkt hat. Dies Ventil wird von der Schwungradswelle aus vermittelst einer unrunden Scheibe und eines Hebels regiert, so dass es rechtzeitig öffnet oder schliesst. e ist ein im Cylinder a hin und her schleifender an die Wand von a gut anschliessender Kolben, der mit nach einwärts sich öffnenden Ventilen e_1 e_1 versehen ist. Zur Bewegung dieses Kolbens dient folgender Mechanismus: *f* die Schwungradswelle, g eine Kurbel, h eine mit zwei Armen h i und h k versehene Hilfsaxe, k l eine Schubstange. Von i aus wird die Kolbenstange des Kolbens e bewegt. Der Speisekolben besteht aus mehreren Bestandtheilen: 1) aus dem mit Ventilen m_1 m_1 versehenen eigentlichen Kolben m, 2) einem glockenförmigen Körper, der durch einen Blechcylinder n und aus einer Schale n_1 gebildet ist, welche letztere mit einem die Wärme schlecht leitenden Stoff ausgefüllt ist. Der Mechanismus zur Bewegung dieses Kolbens besteht aus folgenden Theilen: h_1 ein mit zwei Armen h_1 i_1, h_1 k_1 versehene Drehungsaxe, k_1 l eine in die Kurbel g eingehängte Schubstange. Die Kolbenstange ist bei i_1 eingehängt. p ein Hebel, der von einer an der Schwungradswelle befestigten unrunden Scheibe bewegt wird und das Auslassventil d regiert. q Schwungrad mit einer leichten und mit einer schweren Seite. Um die Wirkung der Maschine zu erklären, muss zunächst die Bewegung der Kolben während einer Umdrehung der Schwungradswelle verfolgt werden. Die Tafel XXX., Fig. 2, 3, 4, 5 zeigen die charakteristischen Hauptstellungen der Kolben.

Fig. 2. Der Speisekolben m auf dem todten Punkt. Der Treibkolben links gehend; sämmtliche Ventile schliessen. Zwischen den beiden Kolben kalte Luft.

Fig. 3. Der Treibkolben e auf dem todten Punkt. Der Speisekolben rechts gehend. e_1, d geschlossen, m_1 geöffnet, im Innern komprimirte Luft.

Fig 4. Der Speisekolben m auf dem todten Punkt rechts. Der Treibkolben e rechts gehend. Die Einlassventile e_1 öffnen sich, das Auslassventil d öffnet sich. Im Innern warme ausgedehnte Luft. Die Kolben stehen sich am nächsten.

Fig. 5. Der Treibkolben auf dem todten Punkt rechts, das Ventil desselben geöffnet. Der Speisekolben m links gehend, sein Ventil geschlossen. Das Auslassventil geöffnet.

Die Vorgänge sind nun:

Uebergang von	I. in	II.	Compression der eingeschlossenen Luft. Kraft konsumirend.
„ „	II. „	III.	Erwärmung und Expansion der Luft. m bewegt sich kraftlos, e wird getrieben.
„ „	III. „	IV.	Lufteinsaugen durch e, Entweichen durch d.
„ „	IV. „	I.	Lufteinsaugen durch e, Luftaustreiben durch d.

Sorgfältige Versuche, welche am Conservatoir des arts et métiers mit einer neueren calorischen Maschine von Ericson angestellt wurden, haben folgende Resultate geliefert:

Pferdekraft der Maschine	. . . .	1·77
Stündlicher Brennstoffaufwand per Pferdekraft Nutzeffekt	Koks . . .	4·13
	Steinkohlen .	5·88
Spannkraft der Luft im Maximum	. . . . .	1·75 Atmosph.
Temperatur der erhitzten Luft	. . . .	272°
Den Nutzeffekt der Maschine gleich Eins gesetzt, ist der Kraftaufwand für die Luftpumpe	. . .	0·60
Reibungswiderstand der Maschine	. . . . . .	1·41
Nutzwirkung des Treibkolbens	. . . .	3·01

Die geschlossene calorische Maschine.

Bei den im Vorhergehenden beschriebenen calorischen Maschinen geht die Wärme gänzlich verloren, welche in der entweichenden noch immer bedeutend erwärmten Luft enthalten ist. Bei einer ideal vollkommenen calorischen Maschine dürfte während des Ganges der Maschine keine Luft eintreten und auch keine austreten, sondern die in ihr befindliche Luft würde nur erwärmt und die aufgenommene Wärme müsste durch einen Expansionsakt in motorische Kraft umgewandelt werden. Die Möglichkeit einer solchen Umwandlung von Wärme in Arbeit durch einen Expansionsakt kann auf folgende Art eingesehen werden: Nehmen wir an, in der Maschine sei eine gewisse Luftmenge eingeschlossen, ihre Temperatur sei t_1, ihr Volumen v_1, ihre Spannkraft N_1. Die Luft wird hierauf durch Wärme, welche durch die Wände des Gefässes eindringt,

auf t_2 erwärmt, jedoch ohne Volumänderung, so tritt in derselben eine Spannkraft N_2 ein. Nun dehne sich die Luft aus, ohne dabei Wärme aufzunehmen oder abzugeben, bis ihr Volumen V_3, ihre Temperatur t_3 und die Spannkraft N_3 wird. Hierauf werde sie ohne Volumänderung abgekühlt, indem ihr durch einen Regenerator Wärme entzogen wird, bis eine Spannkraft N_4 und Temperatur t_4 entsteht. Endlich werde die Luft zusammengedrückt bis auf ihr ursprüngliches Volumen V_1 und dabei soll ihre Temperatur wieder t_1 und ihre Spannkraft N_1 werden, so dass also ihr Zustand zuletzt ganz identisch wird mit ihrem anfänglichen Zustand, was allerdings nur unter gewissen Bedingungen möglich ist. Der hier eben beschriebene cyklische Vorgang kann am besten durch eine graphische Darstellung anschaulich gemacht werden. Tragen wir die Volumina als Abscissen, die Spannkräfte als Ordinaten auf, so erhalten wir für den ganzen Vorgang die Fig. 6, Tafel XXX.

Es sei $\overline{o\,a} = V_1$ das anfängliche Luftvolumen, $\overline{a\,b} = N_1$ die anfängliche Spannung, t_1 die anfängliche Temperatur. Wenn nun die Luft von t_1 auf t_2 erwärmt wird ohne Volumsänderung, geht die Spannkraft in $\overline{a\,c} = N_2$ über. Erfolgt hierauf die Expansion, so wird das Volumen $\overline{o\,f} = V_3$, ihre Spannkraft $\overline{d\,f} = N_3$ und ihre Temperatur t_3. Erfolgt dann die Abkühlung ohne Volumsänderung, so wird ihre Spannkraft $\overline{e\,f} = N_4$ und ihre Temperatur t_4. Erfolgt endlich die Zusammendrückung, so kann die Luft wiederum in ihren ursprünglichen Zustand $\overline{o\,a} = V_1$, $\overline{a\,b} = N_1$ zurückkehren. Nun ist offenbar der Flächeninhalt von $a\,c\,d\,f$ die Arbeit, welche während des Expansionsaktes produzirt wird, der Flächeninhalt von $a\,b\,e\,f$ dagegen die Arbeit, welche während des Compressionsaktes konsumirt wird, demnach der Flächeninhalt von $b\,c\,d\,e$ die reine Nutzarbeit, welche durch den ganzen cyklischen Akt gewonnen wird. Vorausgesetzt, dass die Wärme, welche wir der Luft durch den Regenerator entzogen haben, zum Vorwärmen der Luft benutzt wird, beträgt der ganze Wärmeaufwand für den cyklischen Akt $Q\,\mathfrak{C}\,[(t_2 - t_1) - (t_3 - t_4)]$ und diesem entspricht eine motorische Arbeit

$$A = f\,Q\,\mathfrak{C}\,[(t_2 - t_1) - (t_3 - t_4)] \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

wobei $f = 424^{Klgm}$ die motorische Wirkung einer Wärmeeinheit bezeichnet. Dieser Werth von A ist so gross, als der Flächeninhalt von $b\,c\,d\,e$.

Ist V_0 das Volumen der Luft bei 0° Temperatur und unter einem Druck N_0, so ist nach dem gewöhnlichen Mariott-Gay-Lussac'schen Gesetze

$$\left.\begin{aligned} N_1 V_1 &= N_0 V_0 (1 + \alpha t_1) \\ N_2 V_1 &= N_0 V_0 (1 + \alpha t_2) \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots (2)$$

demnach:

$$N_2 - N_1 = N_0 V_0 \alpha \frac{t_2 - t_1}{V_1} \quad \ldots \ldots \ldots (3)$$

Da der Voraussetzung gemäss die Expansion und die Compression der Luft ohne Wärmeaufnahme und ohne Wärmeabgabe erfolgt, so findet für diese Akte das potenzirte Mariott'sche Gesetz seine Anwendung. Es ist demnach:

$$\left.\begin{aligned} \frac{N_3}{N_2} &= \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu}, \\ \frac{N_4}{N_1} &= \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu}, \end{aligned}\right\} \ldots (4) \qquad \left.\begin{aligned} \frac{1 + \alpha t_3}{1 + \alpha t_2} &= \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu - 1} \\ \frac{1 + \alpha t_4}{1 + \alpha t_1} &= \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu - 1} \end{aligned}\right\} \ldots \ldots (5)$$

wobei $\mu = \frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}}$ das Verhältniss der Wärmekapazitäten der Luft bei constantem Druck und bei constantem Volumen bedeutet.

Aus den Gleichungen (5) folgt:

$$t_3 - t_4 = (t_2 - t_1) \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu - 1} \quad \ldots \ldots \ldots (6)$$

Diese Gleichung bestimmt die Abkühlung, die durch den Regenerator bewirkt werden muss, damit der Endzustand der Luft mit dem Anfangszustand übereinstimmt.

Führt man den Werth von $t_3 - t_4$ aus (6) in (1) ein, so findet man:

$$A = f\, Q\, \mathfrak{C}\, (t_2 - t_1) \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu - 1}\right]$$

Es ist aber auch:

$$f = \frac{N_0 V_0 \alpha}{Q (\mathfrak{C}_1 - \mathfrak{C})} = \frac{N_0 V_0 \alpha}{Q\, \mathfrak{C}\, (\mu - 1)}$$

Demnach findet man:

$$A = N_0\, V_0\, \alpha\, (t_2 - t_1)\, \frac{1 - \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} \quad \ldots \ldots (7)$$

Für $V_0 = 1$, $N_0 = 10333$, $\alpha = 0{\cdot}00367$, $\mu = 1{\cdot}41$, $t_1 = 100°$, $t_2 = 300°$

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{1}{5}$$

findet man:

$$A = 8593 \text{ Klgm}$$

$$t_3 - t_4 = 103$$

Abgesehen vom Wärmeverlust, vom Reibungswiderstande und überhaupt von allen Unvollkommenheiten, die mit der Realisirung einer jeden Maschine verbunden sind, würde diese berechnete Maschine, wenn der cyklische Akt in jeder Sekunde einmal wiederholt würde, einen Effekt von ungefähr 100 Pferdekräften geben, und der Maschinencylinder würde wegen der fünffachen Ausdehnung eine Grösse von circa 6 Kubikmetern erhalten, also ungefähr fünfmal so gross werden als der Cylinder einer gewöhnlichen Dampfmaschine von 100 Pferdekraft. Darin liegt das Grundübel dieser calorischen Maschinen, und so lange es nicht gelingt, einen Akt zu entdecken, durch welchen die Umwandlung des Schwingungszustandes des Aethers in mechanische Wirkungen in viel ergiebigerer Weise geschehen kann als durch Volumsänderungen oder Expansionen, werden die calorischen Maschinen die gewöhnlichen Dampfmaschinen nicht zu verdrängen im Stande sein.

Die Lenoir'sche Gasmaschine.

Beschreibung der Maschine. Diese Maschine ist im Wesentlichen so eingerichtet, wie eine nicht condensirende, aber expandirende Dampfmaschine mit einem Cylinder. Der motorische Stoff ist ein Gemenge von Leuchtgas und atmosphärischer Luft. Während der Kolben einen gewissen Weg l_1 seines ganzen Schubes l zurücklegt, wird das Gasgemenge in den Cylinder eingesaugt. Nachdem die Absperrung erfolgt ist, wird das Gasgemenge durch einen elektrischen Funken entzündet, wodurch es eine hohe Spannkraft gewinnt und den Kolben durch den Rest $l - l_1$ des Schubes forttreibt. Während die Einsaugung durch den Weg l_1 erfolgt, läuft die Maschine kraftlos durch die Trägheit des Schwungrades fort, und die nützliche Wirkung wird erst durch den Weg $l - l_1$ durch Expansion des eingeschlossenen und entzündeten Gases entwickelt. Der Raum vor dem Kolben kommunizirt während des ganzen Schubes mit der freien Atmosphäre, nach welcher am Ende des Kolbenschubes das Gasgemenge entweicht.

Die wirkliche Gasmaschine von *Lenoir* unterscheidet sich von der so eben im Allgemeinen beschriebenen dadurch, dass bei derselben der Cylinder von einem Mantel umgeben ist und dass die

Deckel hohl sind. Durch den Raum zwischen dem Cylinder und dem Mantel, so wie auch durch die Höhlungen der Deckel wird ein kontinuirlicher Strom von kaltem Wasser geleitet, so dass der Cylinder und die Deckel fortwährend einer Abkühlung ausgesetzt sind. Diese Abkühlung schwächt zwar die Wirkung der Maschine in einem nicht geringen Maasse, allein sie ist praktisch durchaus nothwendig, damit der Kolben geölt werden kann, was gar nicht möglich wäre bei der hohen Temperatur, die in dem Cylinder eintreten müsste, wenn diese Abkühlung nicht statt fände. Bei der folgenden Berechnung der Maschine werden wir jedoch annehmen, dass keine Abkühlung durch kaltes Wasser statt finde.

Ein sehr wesentlicher Bestandtheil der Gasmaschine ist die Steuerung mit Klemmschiebern, wodurch bewirkt werden muss, dass das Gemenge von Leuchtgas und atmosphärischer Luft im richtigen Verhältniss und möglichst innig gemengt in den Cylinder geleitet wird, denn nur dann, wenn eine so innige Mengung herbeigeführt wird, erfolgt die Entzündung des Gases mit Zuverlässigkeit und im richtigen Zeitmoment. In Tafel. XXX., Fig. 7 ist ein Grundriss der Maschine angedeutet. Fig. 8 ist ein Horizontalschnitt mit der Schiebersteuerung.

a a, Fig. 8, sind die Hohlräume der Cylinderdeckel; b der Hohlraum zwischen Cylinder und Mantel. Durch diese Räume cirkulirt das Abkühlungswasser. c c sind die Einlasskanäle von ganz kleiner Weite, aber beträchtlicher Höhe, d ist eine Platte, welche gegen einen an der Wand des Mantels angegossenen Ansatz so angeschraubt ist, dass zwischen d und b ein plattenförmiger leerer Raum entsteht. An dieser Platte sind zwei cylindrische Gefässe e e angegossen, die durch die Röhre *f* kommuniziren. Das Leuchtgas tritt bei g ein und gelangt durch *f* in die Gefässe e e, in welche an den der Maschine zugewendeten Seiten den Einlassöffnungen c c gegenüber und mit denselben übereinstimmend hohe aber schmale Spaltenöffnungen angebracht sind. Zwischen d und b schleift die Schieberplatte hin und her. Fig. 9 ist eine Ansicht, Fig. 10 ein Durchschnitt derselben. In derselben kommen zwei Reihen von Oeffnungen vor und die Oeffnungen einer Reihe sind von zweierlei Art: 1) runde Oeffnungen h h . . . . die quer durch die Platte gehen, und 2) rechtwinklig gebogene Kanäle i i... mit rechteckigem Querschnitt, Fig. 9 und Fig. 10. Die Entfernung der beiden Löcherreihen ist kleiner, als die Entfernung der Einlassspalten c c, so dass wenn eine solche Reihe, z. B. die linkseitige mit der linkseitigen Spalte c übereinstimmt, gleichzeitig die rechtseitige Löcherreihe links vor der rechtseitigen Einlassspalte steht, so dass diese

dann durch einen massiven Theil des Schiebers geschlossen ist. Wenn eine Löcherreihe, z. B. die linkseitige, mit der Spaltenöffnung übereinstimmt, geht das Leuchtgas durch die runden Oeffnungen h aus e in den Cylinder, kann aber gleichzeitig die äussere Atmosphäre durch den winkligen Kanal i in den Cylinder gelangen. So wie sich also der Kolben vom Deckel entfernt, wird durch die Oeffnungen h Leuchtgas und durch die Oeffnungen i atmosphärische Luft eingesaugt. Die Querschnitte von i... sind zusammen circa zehnmal so gross, als die Querschnitte von h... und überdies ist in der Gaszuleitungsröhre g ein Hahn angebracht, durch dessen Stellung der Gaseintritt mehr oder weniger gehemmt werden kann. Auf diese Weise kann das Mischungsverhältniss von Gas und Luft regulirt werden.

In dem auf der andern Seite des Cylinders angebrachten Auslassschieber sind nur längliche Spalten, aber keine Löcher angebracht. Jeder Schieber wird durch eine unrunde Scheibe entweder stetig, oder ruckweise bewegt.

Eine genauere ganz detaillirte Darstellung und Beschreibung der Lenoir'schen Gasmaschine findet man in Armengaud, Publications industrielle, 13 Volume, Planche 18.

Theorie der Maschine. Wir wollen uns die Aufgabe vorlegen, die Bedingungen ausfindig zu machen, bei deren Erfüllung eine vortheilhafte Verwendung des Leuchtgases eintreten kann. Einige dieser Bedingungen können unmittelbar ohne alle Rechnung erkannt werden, andere ergeben sich durch Rechnung.

Die Wesentlichste von den Bedingungen einer vortheilhaften Benutzung des Leuchtgases ist, dass die Entzündung nicht allmählig während des Expansionsaktes, sondern momentan, nachdem die Absperrung eingetreten ist, erfolgt. Erfolgt sie momentan, so ist Tafel XXX., Fig. 11 der Flächeninhalt, A B C D E F die Wirkung des Gasdruckes während des Schubes gegen den Kolben. Erfolgt die Entzündung allmählig, so wird diese Wirkung durch den Flächeninhalt A B C E F ausgedrückt und es ist klar, dass diese Wirkung kleiner ist als die erstere. Damit aber die Entzündung momentan erfolgen könne, ist nebst einem sehr energischen elektrischen Zünder auch eine sehr gleichmässige Mischung des Gases mit atmosphärischer Luft nothwendig, damit der Funke sogleich, wie er in das Gasgemenge einschlägt, ein entzündbares Gasgemenge und nicht etwa atmosphärische Luft trifft.

Nebst diesen Bedingungen, deren Richtigkeit auch ohne Rechnung eingesehen werden kann, sind noch zwei andere zu erfüllen,

die nur durch Rechnung verlässlich ausfindig gemacht werden können. Nämlich das vortheilhafteste Mischungsverhältniss zwischen Leuchtgas und atmosphärischer Luft und der vortheilhafteste Expansionsgrad. Bei dieser Berechnung wollen wir eine theoretisch vollkommene Maschine voraussetzen, indem wir 1) die eigene Reibung der Maschine vernachlässigen, 2) einen vollkommenen Kolbenverschluss annehmen, 3) von allen Wärmeverlusten absehen, die durch die Wände des Cylinders entstehen können, 4) endlich annehmen, dass während des ganzen Kolbenschubes vor dem Kolben ein Druck herrsche, der gleich dem atmosphärischen ist.

Wenn kein Wärmeverlust, noch ein Gasverlust statt findet und die Entzündung plötzlich erfolgt, dürfen wir annehmen, dass die Spannkraft des Gasgemenges während seiner Expansion nach dem potenzirten Mariott'schen Gesetz erfolgt.

Nennen wir:

O den Querschnitt des Maschinencylinders,
L_1 den Weg des Kolbens während der Einsaugung,
L die Länge des ganzen Kolbenschubes,
γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter des Gasgemenges bei 0° Temperatur und unter dem Druck der Atmosphäre,
t_0 die Temperatur des Gasgemenges vor dessen Entzündung,
t die Temperatur des Gasgemenges unmittelbar nach seiner plötzlichen Entzündung,
$\mathfrak{H}$ die Wärmemenge, welche durch vollständige Verbrennung von 1^{Klg} Leuchtgas in atmosphärischer Luft entwickelt wird,
λ die Menge (in Kilogrammen) von atmosphärischer Luft, welche mit einem Kilogramm Leuchtgas gemischt wird.

Die kleinste zum vollständigen Verbrennen von 1^{Klg} Leuchtgas erforderliche Menge atmosphärischer Luft beträgt ungefähr 12^{Klg}.
Für eine vollständige Verbrennung muss daher $\lambda \geqq 12$ sein.
$\mu = 1{\cdot}421$ das Verhältniss zwischen den Wärmekapazitäten des Gasgemenges bei constantem Druck und bei constantem Volumen.
V die Geschwindigkeit des Kolbens im Beharrungszustand,
$\alpha = 0{\cdot}00367$ den Wärmeausdehnungscoeffizienten für Gase,
$\mathfrak{A}$ den Druck der Atmosphäre auf 1^{qm},
p die Pressung des Gasgemenges unmittelbar nach seiner Entzündung auf 1^{qm}.

Dies vorausgesetzt, ist zunächst nach dem Gay-Lussac'schen Gesetz:

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = \frac{1 + \alpha\, t}{1 + \alpha\, t_0} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Da das Gasgemenge selbst dann, wenn es nur die geringste

zum vollständigen Verbrennen erforderliche Menge atmosphärischer Luft enthält, grösstentheils aus Bestandtheilen von atmosphärischer Luft besteht, so werden wir keinen merklichen Fehler begehen, wenn wir die spezifische Wärme des Gasgemenges gleich der von atmosphärischer Luft setzen. Allein weil während des Entzündungsaktes keine Ausdehnung statt findet, so scheint es angemessen zu sein, die Wärmekapazität für constantes Volumen, also

$$\frac{0{\cdot}2370}{1{\cdot}421} = 0{\cdot}167$$

in Rechnung zu bringen. Beim Verbrennen von 1^{Klg} Gas werden $\mathfrak{H}$ Wärmeeinheiten entwickelt, und durch diese werden $1 + \lambda$ Kilogramm Gasgemenge von t_0 Grad auf t Grad gebracht. Es ist demnach:

$$\mathfrak{H} = (t - t_0)\, 0{\cdot}167\, (1 + \lambda)$$

$$t = t_0 + \frac{\mathfrak{H}}{0{\cdot}167\,(1 + \lambda)} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Aus (1) und (2) folgt:

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = \frac{1 + \alpha\, t}{1 + \alpha\, t_0} = 1 + \frac{\alpha\, \mathfrak{H}}{0{\cdot}167\, (1 + \alpha\, t_0)} \; \frac{1}{1 + \lambda}$$

oder wenn wir zur Abkürzung

$$\frac{\alpha\, \mathfrak{H}}{0{\cdot}167\, (1 + \alpha\, t_0)} = k \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

setzen:

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = \frac{1 + \alpha\, t}{1 + \alpha\, t_0} = 1 + \frac{k}{1 + \lambda} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Nennt man y die Spannkraft des Gasgemenges, nachdem der Kolben einen Weg $x > L_1$ zurückgelegt hat, so hat man nun nach dem potenzirten Mariott'schen Gesetz:

$$\frac{y}{p} = \left(\frac{L_1}{x}\right)^{\mu} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

Und dann ist die nützliche Wirkung w eines Schubes:

$$W = O \left[\int_{L_1}^{L} y \, dx - \mathfrak{A}\, (L - L_1) \right]$$

Führt man für y seinen Werth aus (5) ein und verrichtet die Integration, so findet man:

$$W = O\,L_1\,\mathfrak{A}\left\{1 + \frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu-1}}{\mu - 1} - \frac{L}{L_1}\right\} \quad . \; . \; . \quad (6)$$

Nun ist $\frac{L}{V}$ die Zeit eines Schubes, demnach $\frac{W}{\frac{L}{V}} = E$ der in Kilogrammmetern ausgedrückte Nutzeffekt der Maschine, demnach:

$$E = O\,\mathfrak{A}\,V\left\{\frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L}\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu-1}}{\mu - 1} - 1\right\} \quad . \; . \quad (7)$$

Der Verbrauch an Leuchtgas während eines Kolbenschubes beträgt:

$$\frac{O\,L_1\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha\,t_0}}{1 + \lambda}\ \text{Kilogramm}$$

Dividiren wir den Werth von W durch diesen Gasverbrauch, so erhalten wir die Wirkung $\left(\frac{E}{1}\right)$ in Kilogrammmetern, welche mit 1[Klg] Leuchtgas gewonnen wird. Es ist demnach:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\,t_0)}{\gamma_0}\,(1 + \lambda)\left[1 + \frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu-1}}{\mu - 1} - \frac{L}{L_1}\right] \quad . \quad (8)$$

oder wenn man für $\frac{p}{\mathfrak{A}}$ seinen Werth aus (4) einführt:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\,t_0)}{\gamma_0}\,(1 + \lambda)\left[1 + \left(1 + \frac{k}{1 + \lambda}\right)\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu-1}}{\mu - 1} - \frac{L}{L_1}\right] \quad (9)$$

Setzen wir zur weiteren Abkürzung der Rechnung

$$\left.\begin{aligned} \frac{L_1}{L} &= \xi \\ \frac{1 + \alpha\,t}{1 + \alpha\,t_0} = 1 + \frac{k}{1 + \lambda} &= \zeta, \qquad 1 + \lambda = \frac{k}{\zeta - 1} \end{aligned}\right\} \quad . \; . \quad (10)$$

so erhalten wir:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\,t_0)}{\gamma_0}\,\frac{k}{\zeta - 1}\left(1 + \zeta\,\frac{1 - \xi^{\mu-1}}{\mu - 1} - \frac{1}{\xi}\right) \quad . \; . \quad (11)$$

Nun kommt es darauf an, diejenigen Werthe von ξ und ζ zu

bestimmen, durch welche dieser Ausdruck seinen grössten Werth erhält.

Für den vortheilhaftesten Werth von ξ ist zunächst: $\frac{d E_1}{d \xi} = 0$. Wir erhalten daher zur Bestimmung dieses Werthes von ξ:

$$0 = -\zeta\, \xi^{\mu-2} + \frac{1}{\xi^2}$$

woraus folgt:

$$\xi = \left(\frac{1}{\zeta}\right)^{\frac{1}{\mu}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (12)$$

Der Ausdruck (11) hat in Bezug auf ζ die Form

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{a + b\zeta}{\zeta - 1}$$

wo a und b Grössen sind, die kein ζ enthalten.

Hieraus folgt:

$$\frac{d E_1}{d \zeta} = -\frac{a + b}{(\zeta - 1)^2}$$

Dieser Ausdruck verschwindet für $\zeta = \infty$, allein ζ kann nicht unendlich werden, sondern der grösste Werth von ζ ist derjenige, welcher dem kleinsten Werth von λ entspricht, der vortheilhafteste Werth von λ tritt also ein, wenn das Gasgemenge gerade nur so viel atmosphärische Luft enthält, als zur vollständigen Verbrennung absolut nothwendig ist.

Setzen wir in (11) für ξ den Werth aus (12), so erhalten wir die Arbeit in Kilogrammmetern, welche durch 1[Kil] Gas gewonnen wird, wenn die vortheilhafteste Expansion statt findet. Dieser Werth wird:

$$\left(\frac{E}{1}\right)_{max} = \frac{\mathfrak{A}(1 + \alpha t_0)}{\gamma_0}\, k\, \frac{1 + \frac{\zeta}{\mu - 1} - \frac{\mu}{\mu - 1}\, \zeta^{\frac{1}{\mu}}}{\mu - 1}$$

Für $\mu = 1{\cdot}421$ findet man:

	$\zeta =$ 2	4	6	10
$\dfrac{1 + \frac{\zeta}{\mu - 1} - \frac{\mu}{\mu - 1}\, \zeta^{\frac{1}{\mu}}}{\mu - 1} =$	0·29	0·53	0·68	0·87

Setzen wir:

$\mathfrak{A} = 10334$, $\alpha = 0{\cdot}00367$, $\mathfrak{H} = 7000$, $t_0 = 12°$

$\gamma_0 = 1{\cdot}293$

so wird:

$$k = \frac{0{\cdot}00367 \times 7000}{0{\cdot}167 \times (1 + 0{\cdot}00367 \times 12)} = 147$$

$$k \frac{\mathfrak{A}(1 + \alpha t_0)}{\gamma_0} = 1226600$$

Und dann findet man

für ζ	=	2	4	6	10
λ	=	146	48	28	15
ε	=	0·62	0·38	0·28	0·20
$\left(\frac{E}{1}\right)_{max}$	=	355714	650098	834088	1067142

Nimmt man 1·33^{Klg} Steinkohlen aus dem Kohlenmagazin, bringt hiervon 1^{Klg} in die Retorte und 0·33^{Klg} auf den Rost, so erhält man als Produkt der Destillation 0·66^{Klg} Koks und 0·17^{Klg} Leuchtgas. Ein Aufwand von 1·33 — 0·66 = 0·67^{Klg} Kohlen gibt also 0·17^{Klg} Gas oder mit 4^{Klg} Kohlen erhält man 1^{Klg} Gas.

Die Wirkung von 1^{Klg} Steinkohlen gibt daher:

Für ζ	=	2	4	6	10
$\left(\frac{E}{1^{Klg}\ \text{Kohlen}}\right)$	=	88928	162524	208522	266785^{Klgm}

Der motorische Werth von einem Kilogramm Steinkohlen ist dagegen:

$$7000 \times 424 = 2968000^{Klgm}$$

Das Verhältniss zwischen der Maschinenleistung und der absoluten Leistungsfähigkeit des Brennstoffs ist demnach annähernd:

Für ζ =	2	4	6	10
	$\frac{1}{33}$	$\frac{1}{18}$	$\frac{1}{14}$	$\frac{1}{11}$

Bei Dampfmaschinen ist dieses Verhältniss zwischen der Maschinenleistung und der absoluten Leistungsfähigkeit der Steinkohlen:

Bei den besten Maschinen	$\frac{1}{21}$
Bei mittleren Maschinen	$\frac{1}{30}$
Bei ordinären Maschinen	$\frac{1}{50}$

Die Lenoir'sche Maschine verspricht demnach unter den günstigsten

Verhältnissen kaum günstigere Resultate als die Dampfmaschine, denn bei unserer Berechnung ist ein idealer Zustand vorausgesetzt und sind auch die Reibungswiderstände ganz vernachlässiget.

Wir wollen noch vermittelst der Gleichung (10) die Temperatur des entzündeten Gases berechnen. Es folgt aus dieser Gleichung:

$$t = \zeta\, t_0 + \frac{1}{\alpha}(\zeta - 1)$$

Für $\zeta =$	2	4	6	10
wird $t =$	297°	867°	1439°	2577°

Die für eine vortheilhafte Verwendung des Gases eintretenden Temperaturen sind so hoch, dass es wohl schwer halten wird, eine Kolbenkonstruktion ausfindig zu machen, die eine geschmeidige Bewegung gibt und hinreichend verschliesst.

Fasst man das ganze Ergebniss dieser Untersuchung zusammen, so kann man der Lenoir'schen Maschine kaum eine bedeutende Zukunft zugestehen. Die Effektleistungen sind unter den günstigsten Umständen nicht besser, als bei den Dampfmaschinen, und die Bedingungen, welche erfüllt werden müssen, damit diese besten Leistungen eintreten können, sind praktisch kaum zu erfüllen. Die vollkommene Mischung der Gase ist nicht leicht hervorzubringen. Eine plötzliche Entzündung des Gases wird kaum eintreten. Die Expansionen, welche ein gutes Resultat versprechen, sind sehr gross und die Temperaturen der Verbrennungsgase sind so hoch, dass sich die Kolbendichtung nicht halten kann. Günstig ist also gar nichts als der Umstand, dass man keinen Dampfkessel braucht, sondern den Motor aus den Gasröhren zieht, was übrigens nur eine Bequemlichkeit ist. Ein Hauptgrund der nicht sehr günstigen Effektleistung der Gasmaschine liegt in dem Umstand der höchst unvortheilhaften Erzeugung der motorischen Substanz. Mit einem Kilogramm Steinkohlen gewinnt man ja nur $0{\cdot}17^{\text{Klg}}$ Leuchtgas. Man hat also einen Krafterzeugungsapparat, der nur 0·17, sage 17% Nutzeffekt gibt.

Die Maschine kann also nicht mehr gut machen, was zuerst schon schlecht gemacht ist. Die Benützung des Leuchtgases als motorische Substanz leidet daher an dem gleichen Grundübel, wie die Benützung des Wasserdampfes, denn auch bei diesem liegt das Grundübel in dem grossen Brennstoffaufwand, den die Erzeugung des Dampfes erfordert.

Die Krafterzeugung ist aus zwei Gründen so ungünstig: 1) müssen die Gasretorten hellroth glühend oder beinahe weissglühend sein, wenn die Destillation der Steinkohlen gut von Statten

gehen soll, die Verbrennungsgase der Feuerung entweichen daher in die Züge mit einer Temperatur von vielleicht 1000 Grad, d. h. beinahe im glühenden Zustand und diese Wärme ist rein verloren; 2) die Koks, welche die Retorten liefern, sind nahezu hinreichend, um den Gasofen zu heizen, sind also verloren.

Die Gasmaschine mit comprimirtem Gas. Es bietet sich die Frage dar, ob es nicht vortheilhaft ist, das Gasgemenge, bevor man es in die Maschine eintreten lässt, zu comprimiren. Man darf sich allerdings wenig Hoffnung machen, dass hierdurch in praktischer Hinsicht ein erheblicher Vortheil erreicht werden kann, denn zur Comprimirung des Gases ist eine Pumpe nothwendig, und die praktischen Schwierigkeiten sind bei Anwendung von comprimirtem Gas noch grösser als bei nicht comprimirtem. Indessen ist es doch nicht ohne theoretisches Interesse, die angeregte Frage zur Entscheidung zu bringen.

Wir legen unserer Rechnung eine Maschine zu Grunde, die ganz so eingerichtet ist, wie die calorische Maschine des Verfassers, nehmen also einen Verdichtungscylinder und einen Treibcylinder an. Auch wählen wir die gleichen Bezeichnungen, wie bei der calorischen Maschine. Nur bei einzelnen Grössen werden wir die Bezeichnungen ändern. Die eigenen Reibungswiderstände und die schädlichen Räume wollen wir vernachlässigen.

In der Theorie der calorischen Maschine haben wir für die Verdichtungspumpe nachstehende Ausdrücke gefunden:

$$w_1 = a\, l\, \mathfrak{A} \frac{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1}{\frac{\mu-1}{\mu}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

$$q = \frac{a\, v\, \gamma_0}{1 + \alpha\, t} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

Der erste gibt die Wirkung, welche ein Kolbenschub der Pumpe erfordert, der zweite die Gasmenge (Gemisch von Leuchtgas und atmosphärischer Luft) in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde comprimirt wird.

Nach dem potenzirten Mariott'schen Gesetz ist die Temperatur t_0 des durch die Pumpe comprimirten Gases:

$$t_0 = \left(\frac{1}{\alpha} + t\right)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - \frac{1}{\alpha} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (3)$$

Nehmen wir auch hier an, dass die Entzündung des Gasgemenges plötzlich erfolge und dann eintrete, nachdem der Kolben des Treibcylinders einen Weg L_1 zurückgelegt hat, so ist die Pressung p_1, welche nach erfolgter Entzündung eintritt:

$$p_1 = p \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_0} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

und ist die Temperatur t_1 des entzündeten Gases:

$$t_1 = t_0 + \frac{\mathfrak{H}}{0 \cdot 167 \, (1 + \lambda)} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (5)$$

Der Werth von $\frac{p_1}{p}$ wird vermittelst (5):

$$\frac{p_1}{p} = \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_0} = 1 + \frac{\alpha \mathfrak{H}}{0 \cdot 167 \, (1 + \alpha t_0)} \, \frac{1}{1 + \lambda}$$

und wenn man vermittelst (3) t_0 durch t ausdrückt:

$$\frac{p_1}{p} = 1 + \frac{\alpha \mathfrak{H}}{0 \cdot 167 \, (1 + \alpha t)} \, \frac{1}{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} (1 + \lambda)}$$

oder wenn wir zur Abkürzung setzen:

$$\frac{\alpha \mathfrak{H}}{0 \cdot 167 \, (1 + \alpha t)} = k \quad \ldots \ldots \ldots \quad (6)$$

$$\frac{p_1}{p} = \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_0} = 1 + \frac{k}{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} (1 + \lambda)} \quad \ldots \quad (7)$$

Nachdem der Hauptkolben einen Weg $x > L_1$ zurückgelegt hat, ist nach dem potenzirten Mariott'schen Gesetz die Spannung y des Gasgemenges:

$$y = p_1 \left(\frac{L_1}{x}\right)^{\mu} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (8)$$

und nun ist die nützliche Wirkung eines Kolbenschubes:

$$W = A \, L_1 \, p + \int_{L_1}^{L} y \, A \, d x - O \, r \, L - w_1$$

Führt man für y seinen Werth aus (8) ein, verrichtet die Integration und setzt für w_1 seinen Werth aus (1), so folgt:

$$W = \left\{ \begin{array}{l} A\ p\ L_1 + A\ p_1\ L_1 \dfrac{1 - \left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} \\ - A\, r\, L - a\ l\ \mathfrak{A} \dfrac{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1}{\dfrac{\mu - 1}{\mu}} \end{array} \right\} \quad \ldots \quad (9)$$

Allein im Beharrungszustand der Bewegung ist die Gasmenge $\frac{a\ l\ \gamma_0}{1 + \alpha\, t}$, welche die Pumpe bei einem Schub liefert, gleich der Gasmenge $A\ L_1\ \frac{p}{\mathfrak{A}}\ \frac{\gamma_0}{1 + \alpha\, t_0}$ die in den Treibcylinder bei einem Schub eintritt; es ist demnach:

$$\frac{a\ l\ \gamma_0}{1 + \alpha\, t} = A\ L_1\ \frac{p}{\mathfrak{A}}\ \frac{\gamma_0}{1 + \alpha\, t_0}$$

oder

$$a\ l\ \mathfrak{A} = A\ L\ \frac{L_1}{L}\ p\ \frac{1 + \alpha\, t}{1 + \alpha\, t_0}$$

Mit Berücksichtigung dieser Gleichung und des Ausdruckes (3) wird der Werth (9):

$$W = A\ L\ p \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{L_1}{L} + \dfrac{p_1}{p}\ \dfrac{L_1}{L}\ \dfrac{1 - \left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{p} \\ - \dfrac{L_1}{L}\ \dfrac{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1}{\dfrac{\mu - 1}{\mu} \left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}}} \end{array} \right\} \quad \ldots \quad (10)$$

Die Menge an Leuchtgas, welche bei einem Schub konsumirt wird, ist:

$$\frac{A\ L_1\ \dfrac{p}{\mathfrak{A}}\ \dfrac{\gamma_0}{1 + \alpha\, t_0}}{1 + \lambda}\ \text{Kilogramm} \quad \ldots\ldots \quad (11)$$

Dividirt man W durch diese Gasmenge, so erhält man den in Kilogrammmetern ausgedrückten Nutzeffekt $\left(\frac{E}{1}\right)$ von einem Kilogramm Leuchtgas. Man hat demnach:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}\,(1+\alpha\,t_0)}{\gamma_0}\,(1+\lambda)\left\{\begin{array}{l} 1 + \dfrac{p_1}{p}\,\dfrac{1-\left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}}{\mu-1} \\[2ex] -\dfrac{\mathfrak{A}}{p}\,\dfrac{L}{L_1} - \dfrac{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1}{\dfrac{\mu-1}{\mu}\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}} \end{array}\right\} \quad \ldots \quad (12)$$

oder endlich, wenn man berücksichtiget, dass

$$1+\alpha\,t_0 = (1+\alpha\,t)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}$$

$$\frac{p_1}{p} = 1 + \frac{k}{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}(1+\lambda)}$$

ist:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}\,(1+\alpha\,t)}{\gamma_0}\,(1+\lambda)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} \times$$

$$\left\{\begin{array}{l} 1 + \dfrac{k}{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}(1+\lambda)}\;\dfrac{1-\left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu-1}}{\mu-1} \\[2ex] -\dfrac{\mathfrak{A}}{p}\,\dfrac{L}{L_1} - \dfrac{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1}{\dfrac{\mu-1}{\mu}\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}} \end{array}\right\} \quad \ldots \quad (13)$$

Setzt man zur Abkürzung

$$\left.\begin{array}{r} \dfrac{L_1}{L} = \xi \\[2ex] 1 + \dfrac{k}{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}(1+\lambda)} = \zeta \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (14)$$

so kann der Ausdruck für $\left(\frac{E}{1}\right)$ geschrieben werden, wie folgt:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}(1+\alpha t)}{\gamma_0} \frac{k}{\zeta - 1} \left\{ \begin{array}{l} 1 + \zeta \dfrac{1 - \xi^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{p} \dfrac{L}{L_1} \\ - \dfrac{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1}{\dfrac{\mu - 1}{\mu}\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}} \end{array} \right\} \quad . \; . \quad (15)$$

Dieser Ausdruck ist in Bezug auf ζ von der Form

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{a + b\zeta}{(\zeta - 1)} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (16)$$

wobei a und b kein ζ enthält. Hieraus folgt:

$$\frac{d E_1}{d \zeta} = - \frac{a + b}{(\zeta - 1)^2}$$

Dieser Bruch kann nur dann zum Verschwinden gebracht werden, wenn ζ gleich ∞ genommen wird. Da aber ζ, wie (14) zeigt, niemals unendlich gross werden kann, so gibt es keinen realisirbaren Werth von ζ, für welchen E_1 ein Maximum wird. Der beste Werth von ζ ist daher der praktisch grösstmögliche.

Aus (15) folgt:

$$\frac{d E_1}{d \xi} = \frac{\mathfrak{A}(1+\alpha t)}{\gamma_0} \frac{k}{\zeta - 1} \left(- \zeta \xi^{\mu - 2} + \frac{\mathfrak{A}}{p} \frac{1}{\xi^2} \right)$$

Dieser Ausdruck verschwindet, wenn:

$$\zeta \xi^{\mu} = \frac{\mathfrak{A}}{p}$$

oder für

$$\xi = \left(\frac{\mathfrak{A}}{p}\right)^{\frac{1}{\mu}} \left(\frac{1}{\zeta}\right)^{\frac{1}{\mu}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (17)$$

Hierdurch ist die vortheilhafteste Expansion bestimmt. Aus (15) folgt noch:

$$\frac{d E_1}{d \left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)} = \frac{\mathfrak{A}(1+\alpha t)}{\gamma_0} \frac{k}{\zeta - 1} \left[\frac{\dfrac{L}{L_1}}{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^2} - \left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{1-\mu}{\mu} - 1} \right]$$

Dieser Ausdruck verschwindet für

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (18)$$

Die Bedingungen der vortheilhaftesten Verwendung des Leuchtgases sind demnach:

$$\text{Erstens:} \quad \zeta = 1 + \frac{k}{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} (1+\lambda)} \quad \text{(möglichst gross)} \quad . \quad (19)$$

$$\text{Zweitens:} \quad \xi = \left(\frac{\mathfrak{A}}{p}\right)^{\frac{1}{\mu}} \left(\frac{1}{\zeta}\right)^{\frac{1}{\mu}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (20)$$

$$\text{Drittens:} \quad \frac{p}{\mathfrak{A}} = \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (21)$$

Es ist eine möglichst starke Expansion vortheilhaft, daher muss $\frac{p}{\mathfrak{A}}$ möglichst gross sein, ist demnach eine starke Compression vortheilhaft. Damit aber bei einem grossen Werth von p, ζ gross werden kann, muss λ möglichst klein sein. Es ist demnach vortheilhaft, wenn das Leuchtgas gerade nur mit so viel atmosphärischer Luft gemengt wird, als zu seiner vollständigen Verbrennung nothwendig ist.

Wenig atmosphärische Luft anwenden, das Gasgemenge stark comprimiren und eine starke Expansion veranlassen, sind demnach die Bedingungen einer möglichst vortheilhaften Benützung des Leuchtgases als motorische Substanz, allein diesen Bedingungen kann man in der Praxis nicht entsprechen.

Erfahrungen über die Gasmaschine. In dem Conservatoir des arts et métiers wurden sorgfältige Versuche mit einer von *Marinoni* nach dem System von *Lenoir* construirten Gasmaschine angestellt. Die Ergebnisse dieser Versuche sind folgende:

Querschnitt des Cylinders	255^{qcm}
Kolbenschub	$0{\cdot}100^{m}$
Gewicht der Maschine	700^{Klg}
Umdrehungen in einer Minute	130
Mit der Bremse gemessene Pferdekraft der Maschine	0·57
Gasverbrauch pro Pferdekraft und pro Stunde .	$3{\cdot}476^{Kbm}$
Steinkohlenaufwand zur Erzeugung der Gasmenge für 1 Pferdekraft und 1 Stunde . . .	7^{Klg}

Abkühlungswasser pro Pferdekraft und pro eine Stunde	73Klg
Temperatur des Wassers { beim Eintritt . . .	14°
Temperatur des Wassers { beim Austritt . .	95°

Von den 73Klg Wasser, welche eintreten, entweichen 64Klg als Wasser mit 95° Temperatur und 9Klg Wasserdampf.

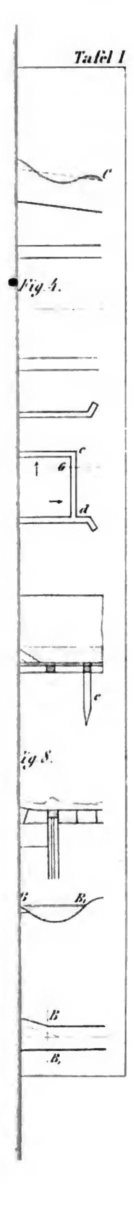
Verhältniss zwischen der Wärme, welche im entweichenden Wasser und Dampf enthalten ist, zur Wärmemenge, welche im Gas enthalten ist	$\frac{1}{2}$
Mischungsverhältniss von Leuchtgas und atmosphärischer Luft	0·09
Grösste Spannkraft im Cylinder	6 Atmosph.
Expansion	$\frac{1}{2}$
Oelverbrauch stündlich	36·5 Gramm
Temperatur der aus dem Cylinder entweichenden durch das Wasser abgekühlten Gase. . . .	150°
Wärmemenge { im Wasser und Dampf	0·59
Wärmemenge { den Reibungswiderständen entsprechend	0·37
Wärmemenge { der Nutzleistung entsprechend .	0·04
	1·00

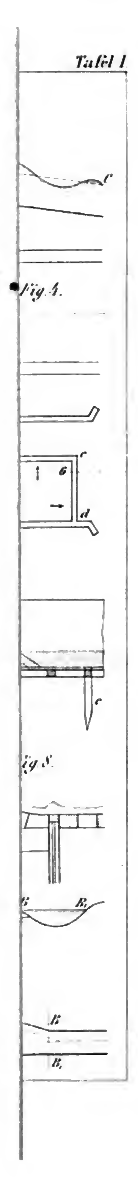
Schlußbetrachtungen über die calorische und die Gasmaschine. Aus diesen Studien über die Luft- und Gasmaschinen geht hervor, dass es der Praxis bisher noch nicht gelungen ist, die vielversprechenden Grundsätze, auf welchen diese Maschinen beruhen, mit befriedigendem Erfolg in Anwendung zu bringen. Mit einigem Erfolg wurden bis jetzt nur kleinere Maschinen ausgeführt, und diese haben für jede Pferdekraft stündlich 4 bis 6Klg Steinkohlen, also so viel Brennstoff verbraucht, als die unvollkommenen kleineren Dampfmaschinen. Hinsichtlich des Brennstoffverbrauches ist also sicherlich noch kein Grund vorhanden, die älteren Dampfmaschinen aufzugeben und dafür calorische oder Gasmaschinen anzuwenden. Ein in praktischer Hinsicht wesentlicher Missstand ist bei diesen Luft- und Gasmaschinen die hohe trockene Hitze, die eine Oelung gar nicht zulässt. Vermindert man die Erhitzung durch Abkühlung mit kaltem Wasser, so verliert man einen so beträchtlichen Theil der Wärme, dass der Krafterfolg zu ungünstig ausfallen muss. Diese hohe Temperatur ist auch sehr nachtheilig wegen der Her-

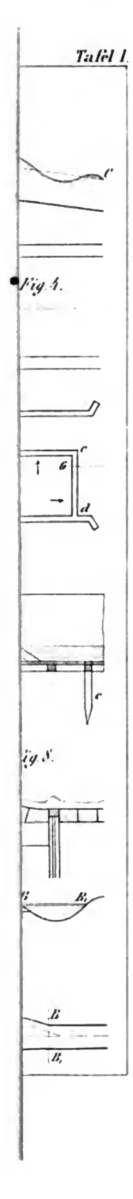
stellung eines dauerhaften Calorifers. Dieser muss nothwendig durch die beständige Berührung mit dem glühend heissen Sauerstoff der atmosphärischen Luft in kurzer Zeit durchrosten. Lässt man den Calorifer weg und bringt an seiner Stelle nur ein kleines Heiztöpfchen an, so wird wiederum die Wärmebenutzung der Verbrennungsgase zu ungünstig.

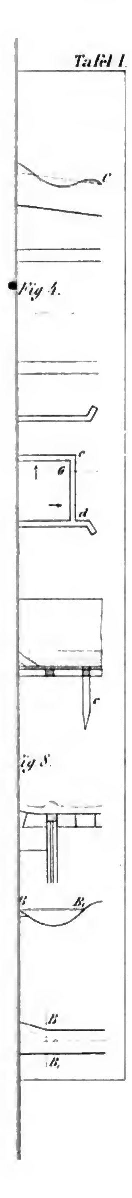
Wenn man den calorischen Maschinen Abmessungen gibt, bei welchen sie gute Leistungen zu geben vermögen, so fallen dieselben sehr voluminös aus. Der Cylinderquerschnitt wird immer viel grösser, als bei einer Watt'schen Niederdruckmaschine, insbesondere wenn man die Maschine einfach wirkend anordnet, und wenn man gute Leistungen wirklich durch stärkere Expansion erzielen will, darf man den Kolbenschub nicht so kurz halten, wie es seither bei den calorischen Maschinen geschehen ist. Im Vergleich mit den Dampfmaschinen sind auch die calorischen Maschinen ungemein complizirt und daher durch Nebenhindernisse sehr krafterschöpfend.

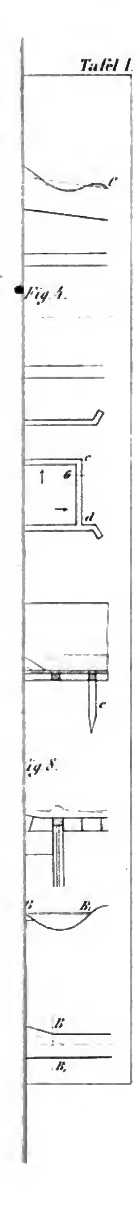
Nach der Ansicht des Verfassers hängt die Zukunft dieser neueren Maschinen nicht von mechanistischen Erfindungen ab, sondern von der Entdeckung eines physikalischen Vorganges, wodurch die Umwandlung von Wärme in Arbeit auf eine weit ergiebigere Weise erfolgt, als durch das einfache Mittel der Expansion. Dass eine solche Entdeckung in das Bereich der Möglichkeit gehört, unterliegt wohl keinem Zweifel, ob sie aber schon in nächster Zukunft an das Tageslicht treten wird, muss man bezweifeln, denn man hat durchaus noch keine Ahnung, wie man es anfangen soll, den der Wärme entsprechenden Radialschwingungszustand der Dynamiden zum Verschwinden zu bringen und dafür eine aufsammelbare motorische Wirkungsweise hervorzubringen, woraus die Umwandlung von Wärme in Arbeit besteht. Die Umwandlung von mechanischer Arbeit in Wärme kann auf die mannigfaltigste Weise bewirkt werden. Die umgekehrte Umwandlung ist ein noch zu lösendes Problem, das nicht die Mechaniker durch sinnreiche Erfindungen, sondern nur allein die Physiker durch die Entdeckung von wichtigen inneren Vorgängen an das angestrebte Ziel bringen können. Bis dies geschehen ist, werden sich die Dampfmaschinen behaupten und werden daher calorische und Gasmaschinen nur in Ausnahmsfällen und in kleinerem Maassstabe in Anwendung bleiben.


Tafel I
Fig. 4.
ig. 8.


Tafel I.
c
Fig.4.
c
6
d
e
ig.8.
B
B,
B
B,


Tafel I.
Fig. 4.
Fig. 8.


Tafel I.
Fig 4.
ig 8.


Tafel I.
Fig. 4.
ig. 8.

Tafel II.

Fig. 6.

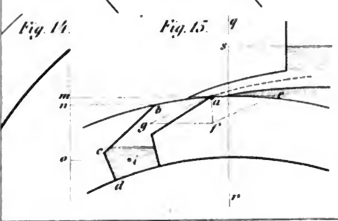
Fig. 1.

Fig. 7.

Fig. 8.

Fig. 11.

Fig. 12.



Tafel II.

Fig. 6.

Fig. 1.

Fig. 7.

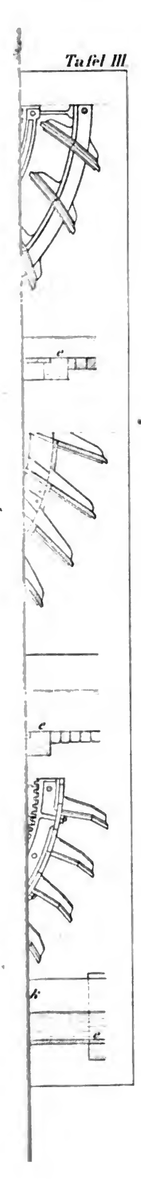
Fig. 8.

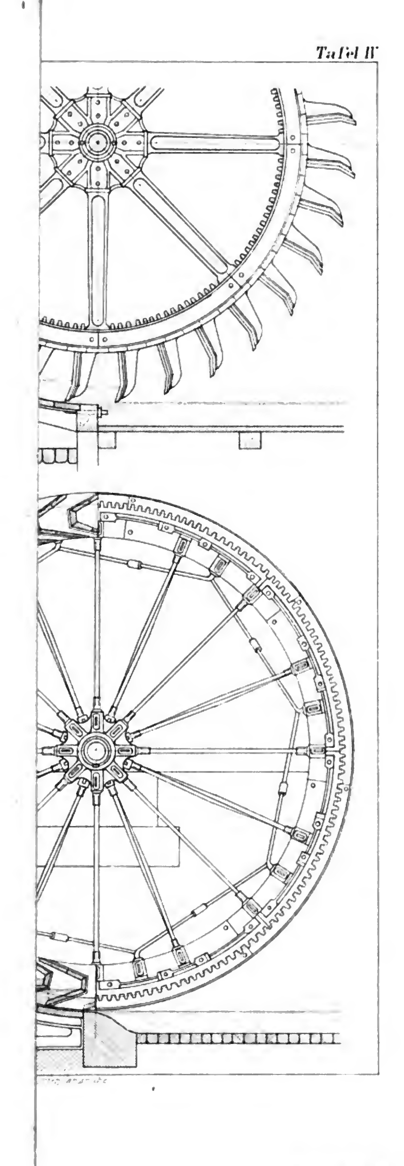
Fig. 11.

Fig. 12.

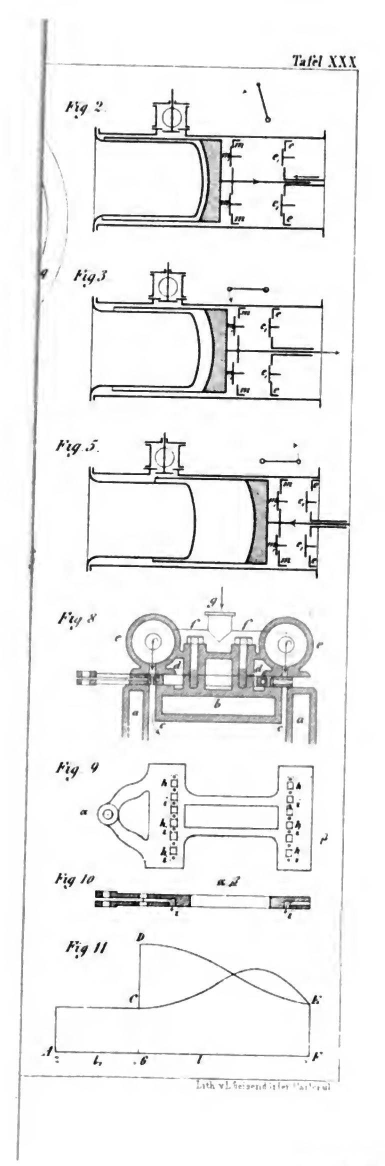
Fig. 14.

Fig. 15.


c
c
k
c


Tafel IV

Tafel XXX



Lith. v. L. Geisendörfer Carlsruhe



